

BERICHTE
aus dem
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
an der
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT KIEL

Nr. 322

**Solarer Strahlungstransport
in der
inhomogenen Atmosphäre**

DOI 10.3289/IFM-BER-322

von

Ronald Scheirer

Kiel 2001

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden vom:
Institut für Meereskunde Kiel
Fachbereich Ozeanzirkulation und Klima
Düsternbrooker Weg 20
24105 Kiel, Germany

ISSN 0341-8561

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	ix
Zusammenfassung	1
Abstract	3
1 Einleitung	5
2 Dreidimensionaler Strahlungstransport	7
2.1 Das Grundproblem	7
2.2 Numerische Lösungen	9
2.2.1 Verdopplungs- oder Additionsmethode	9
2.2.2 Methode der sukzessiven Streufolge	10
2.2.3 Die Kugelflächenfunktion / Diskrete Ordinaten Methode	11
2.2.4 Die Monte Carlo Methode	12
2.3 Die Wahl der geeigneten Methode	12
3 Die optischen Eigenschaften der atmosphärischen Gase	15
3.1 Einleitung	15
3.2 Bestimmung von Absorption und Extinktion	15
3.2.1 Schmalbandige und monochromatische Absorptionen	19
3.2.2 Breitbandige Absorptionen	21
3.3 Bestimmung der Streufunktion	22
4 Die optischen Eigenschaften der Wolken	25
4.1 Einleitung	25
4.2 Bestimmung von Extinktion und effektivem Radius	25
4.3 Bestimmung von Absorption und Phasenfunktion	27

5	Das Wolkenmodell GESIMA	29
5.1	Einleitung	29
5.2	GESIMA-Wolken	30
5.2.1	Stratiforme Wolken	30
5.2.2	Konvektive Wolken	32
5.2.3	Mehrschichtige Wolken	32
6	Das Monte Carlo Modell	33
6.1	Einleitung	33
6.2	Das verwendete Schema	34
7	Anwendungen	39
7.1	Einfluss der Wasserdampf-Verteilung	39
7.1.1	Einleitung	39
7.1.2	Wolkenfelder	41
7.1.3	Die Gasatmosphäre	41
7.1.4	Monte Carlo Strahlungstransport	42
7.1.5	Ergebnisse	44
7.1.6	Schlussfolgerung	46
7.2	Die Genauigkeit der „Unabhängige Säulen Approximation“ in UV und PAR	47
7.2.1	Einleitung	47
7.2.2	Wolkenfelder	47
7.2.3	Die Gasatmosphäre	47
7.2.4	Monte Carlo Strahlungstransport	48
7.2.5	Ergebnisse	49
7.2.6	Schlussfolgerung	63
7.3	Die Genauigkeit der „Unabhängige Säulen Approximation“ – Breitbandig	66
7.3.1	Einleitung	66
7.3.2	Wolkenfelder	66
7.3.3	Gasatmosphäre	66

INHALTSVERZEICHNIS

7.3.4	Monte Carlo Strahlungstransport	6
7.3.5	Ergebnisse	6
7.3.6	Schlussfolgerung	7
8	Abschließende Betrachtungen	8
	Anhang	8
A	Symbole	8
B	Abkürzungen	8
C	Struktogramm	8
D	Erstellung der Lookup Table	9
E	Ergänzungen zu Kapitel 7.2	9
F	Ergänzungen zu Kapitel 7.3	9
	Literatur	1
	Contents	1
	List of Figures	1
	List of Tables	1
	Index	1
	Danksagung	1

Abbildungsverzeichnis

1	<i>Bedeutung einiger geometrischer Größen.</i>	7
2	<i>Addition der Schichten bei der DA-Methode.</i>	9
3	<i>Intensitäten von Wasserdampf-Absorptionslinien aus dem HITRAN Datensatz, beschrieben in Rothman et al. (1987) und Rothman (1996).</i>	17
4	<i>Streuungsfunktionen für Wolken-Wassertropfen, Regentropfen, Eiskristalle und Schneekristalle für verschiedene effektive Radien nach Macke et al. (1996), sowie Macke und Grossklaus (1998).</i>	26
5	<i>Beispiel einer mehrschichtigen GESIMA Wolke. Dunkle Boxen stehen für hohe Extinktionskoeffizienten.</i>	29
6	<i>Zeitliche Entwicklung einer GESIMA-Wolke 20 bis 90 Minuten nach der Initialisierung.</i>	31
7	<i>Bestimmung des Ortes der Wechselwirkung anhand der verfügbaren optischen Dicke.</i>	35
8	<i>Horizontale Wasserdampf-Verteilung in konvektiver Bewölkung. Schnitt in ca. 1.4 km Höhe durch eine mittels GESIMA realisierte, dreidimensionale Wolke.</i>	39
9	<i>Einfluss der horizontal inhomogenen Atmosphäre auf die Albedo. Unterschieden werden konvektive Wolken (Δ) und stratiforme Wolken (\square). Die durchgezogene Linie gibt den Mittelwert über alle Wolkenrealisierungen an.</i>	43
10	<i>Einfluss der inhomogenen Atmosphäre auf die atmosphärische Absorption. Unterschieden werden konvektive Wolken (Δ) und stratiforme Wolken (\square). Der Mittelwert über alle optische Dicken wird von der durchgezogenen Linie repräsentiert.</i>	44
11	<i>Breitbandige ($0.2\mu\text{m} - 4.0\mu\text{m}$) Transmission bezüglich der Wasserdampfabsorption einer konstanten Schichtdicke von 200 m als Funktion von Wasserdampfgehalt und Höhe (nach einem Standardprofil des Sommers in mittleren Breiten nach Ellingson et al. (1991)).</i>	45
12	<i>Zusammenhang von Transmission und optischer Dicke.</i>	49
13	<i>Direkte Transmission (a) und Differenz der direkten abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse für horizontal homogene und dreidimensional inhomogene Wolken. Die farbigen Linien (b) markieren die gemittelten Differenzen bei den jeweiligen SZW. Die großen Symbole bezeichnen die Wolken, die speziell untersucht wurden (Seite 59ff).</i>	51

14	Wie Abbildung 13, jedoch für die totale Transmission und den totalen abwärtsgerichteten Strahlungsfluss.	52
15	Wie Abbildung 13, jedoch werden hier die Rechnungen der "Unabhängige Säulen Approximation" mit denen der dreidimensional inhomogenen Wolken verglichen.	53
16	Wie Abbildung 15, jedoch für die totale Transmission und den totalen abwärtsgerichteten Strahlungsfluss.	54
17	Dreidimensionale Form (a) und optische Dicke (b) der Wolke, die für die Untersuchung des Einflusses der räumlichen Auflösung und des SZW auf die Genauigkeit der ICA ausgewählt wurde.	57
18	Fehler der ICA in % der „Wahrheit“ (3D Monte Carlo Lauf mit höchster (1 km × 1 km) Auflösung) für die direkte Transmission (a), diffuse Transmission (b), totale Transmission (c) und Absorption (d) als Funktion von Auflösung und SZW.	58
19	Horizontale Verteilung der optischen Dicke der für die spezielle Untersuchung der Änderungen in den horizontalen Transporten ausgesuchten Wolke (die Form der Wolke ist in Abbildung 5 auf Seite 29 dargestellt).	61
20	Netto-Horizontaltransporte für verschiedene Sonnenzenitwinkel, nämlich 15° (a), 30° (b), 60° (c) und 75° (d). Negative Werte bezeichnen Transporte in die Säule.	62
21	Differenzen im Verhältnis von direkter zu diffuser Transmission zwischen ICA und 3D.	64
22	Strahlungsflussdifferenzen in $W m^{-2}$ für den Vergleich von PPHOM zu 3D aufgetragen über der optischen Dicke. Dargestellt sind die Differenzen für den aufwärtsgerichteten Strahlungsfluss (a) und die atmosphärische Absorption (b).	69
23	Spektral aufgelöste Strahlungsflussdifferenzen zwischen PPHOM und 3D. Dargestellt sind Differenzen des aufwärtsgerichteten Strahlungsflusses (a), der Albedo (c), des absorbierten Strahlungsflusses (b) und des Absorptionsvermögens (d).	70
24	Wie Abbildung 22, nur für den Vergleich zwischen ICA und 3D.	71
25	Wie Abbildung 23, nur für den Vergleich zwischen ICA und 3D.	72

26	<i>Fehler der ICA in % der „Wahrheit“ (3D Monte Carlo Lauf mit höchster (1 km × 1 km) Auflösung) für die Albedo (a) und die atmosphärische Absorption (b) als Funktion von Auflösung und SZW für den spektralen Bereich von 0.3927 μm - 0.72 μm.</i>	75
27	<i>Horizontaltransporte für verschiedene Sonnenzenitwinkel, nämlich 15° (a), 30° (b), 60° (c) und 75° (d) im spektralen Bereich von 0.3927 μm - 0.72 μm. Negative Werte bezeichnen Transporte in die Säule.</i>	76
28	<i>Der Weg von einer Streufunktion zum Lookup Table. a: Ursprüngliche Streufunktion, b: Verteilungsfunktion, c: Auf 1 normierte Kumulative Verteilungsfunktion und d: Lookup Table.</i>	90
29	<i>Albedo (a) und Differenz der aufwärtsgerichteten Strahlungsflüsse für horizontal homogene und dreidimensional inhomogene Wolken. Die farbigen Linien (b) markieren die gemittelten Differenzen bei den jeweiligen SZW. Die großen Symbole bezeichnen die Wolken, die speziell untersucht wurden (Seite 59ff).</i>	92
30	<i>Wie Abbildung 29, jedoch für das Absorptionsvermögen (a) und den absorbierten Strahlungsfluss (b).</i>	93
31	<i>Wie Abbildung 29, nur für den Vergleich zwischen ICA und 3D.</i>	94
32	<i>Wie Abbildung 30, jedoch für den Vergleich zwischen ICA und 3D.</i>	95
33	<i>Direkte Transmission (a) und Differenz der direkten abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse für horizontal homogene und dreidimensional inhomogene Wolken. Die farbigen Linien (b) markieren die gemittelten Differenzen bei den jeweiligen SZW. Die großen Symbole bezeichnen die Wolken, die speziell untersucht wurden.</i>	96
34	<i>Spektral aufgelöste Strahlungsflussdifferenzen zwischen PPHOM und 3D. Dargestellt sind Differenzen der direkten Transmission (a) und des direkten abwärtsgerichteten Flusses (b).</i>	97
35	<i>Wie Abbildung 33, jedoch für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).</i>	98
36	<i>Wie Abbildung 34, nur für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).</i>	99
37	<i>Wie Abbildung 33, jedoch für den Vergleich zwischen ICA und 3D.</i>	100
38	<i>Wie Abbildung 34, nur für die direkte Transmission (a) und den direkten abwärtsgerichteten Fluss (b).</i>	101

39	<i>Wie Abbildung 37, jedoch für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).</i>	102
40	<i>Wie Abbildung 38, nur für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).</i>	103

Tabellenverzeichnis

1	<i>Konstanten zur Berechnung des Rayleigh-Streuquerschnittes (Buchholtz, 1995).</i>	17
2	<i>Wellenlängenbereiche, zentrale Wellenlängen, Wichtungsfaktoren und solare Strahlungsflüsse für die betrachteten Spektralbänder, nach Stephens et al. (1990).</i>	42
3	<i>Wellenlängenbereiche, zentrale Wellenlängen und solare Strahlungsflüsse für die betrachteten Spektralbänder, berechnet nach Thekaekara (1974).</i>	48
4	<i>Übersicht der Fehler in UV-B und UV-A.</i>	56
5	<i>Übersicht der Fehler im PAR.</i>	56
6	<i>Wellenlängenbereiche, solare Strahlungsflüsse und Wichtungsfaktoren für die betrachteten 13 Spektralbänder, berechnet nach Thekaekara (1974).</i>	67

39	<i>Wie Abbildung 37, jedoch für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).</i>	102
40	<i>Wie Abbildung 38, nur für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).</i>	103

Tabellenverzeichnis

1	<i>Konstanten zur Berechnung des Rayleigh-Streuquerschnittes (Buchholtz, 1995).</i>	17
2	<i>Wellenlängenbereiche, zentrale Wellenlängen, Wichtungsfaktoren und solare Strahlungsflüsse für die betrachteten Spektralbänder, nach Stephens et al. (1990).</i>	42
3	<i>Wellenlängenbereiche, zentrale Wellenlängen und solare Strahlungsflüsse für die betrachteten Spektralbänder, berechnet nach Thekaekara (1974).</i>	48
4	<i>Übersicht der Fehler in UV-B und UV-A.</i>	56
5	<i>Übersicht der Fehler im PAR.</i>	56
6	<i>Wellenlängenbereiche, solare Strahlungsflüsse und Wichtungsfaktoren für die betrachteten 13 Spektralbänder, berechnet nach Thekaekara (1974).</i> . . .	67

Zusammenfassung

Die Erstellung realistischer Zirkulationsmodelle der Atmosphäre erfordert unter Anderem eine möglichst genaue Kenntnis der Strahlungseigenschaften von Wolken. Auch für Ableitung und Korrektur von Fernerkundungsalgorithmen sind die Einflüsse der Wolken auf die zu messenden Strahldichten von großer Bedeutung.

In den beiden genannten Anwendungen werden Wolkenfelder zur Zeit nur in stark vereinfachter Weise berücksichtigt. Parametrisierungen der Strahlungsflüsse bei bewölkter Atmosphäre in atmosphärischen Zirkulationsmodellen, sowie die Ableitung der Zusammenhänge zwischen Strahldichten und optischen Wolkeneigenschaften basieren auf der Annahme von planparallelen und horizontal homogenen Wolken (PPHOM). Diese Approximation kann gegenüber der dreidimensionalen Strahlungstransportberechnung (3D) zu erheblichen Fehlern führen. Zur Untersuchung dieser Fehler wurde ein Monte Carlo Strahlungstransportmodell entwickelt. Die hier untersuchten Wolkenfelder entstammen dem nichthydrostatischen dreidimensionalen Atmosphärenmodell GESIMA. Absorptions- und Streueigenschaften der Wolkenpartikel werden nach der Mie-Theorie für sphärische Wolkenwassertropfen oder mittels Ray-Tracing für nichtsphärische Teilchen (Regentropfen, Eis und Schnee) berechnet. „Linie für Linie“ Berechnungen liefern die Absorptionseigenschaften der Gase.

Es zeigt sich, dass eine Berücksichtigung der horizontal inhomogenen Wasserdampfverteilung zu keiner nennenswerten Verbesserung in der Genauigkeit der berechneten Strahlungsflüsse führt. Im aufwärtsgerichteten Fluss und in der Absorption ergeben sich Abweichungen von weniger als 0.1 % des einfallenden solaren breitbandigen Strahlungsflusses. Ein größerer Einfluss kommt der Inhomogenität von Wolkenhydrometeoren zu. Die Untersuchungen im UV-A Bereich mit zufällig verteilten solaren Azimutwinkel zeigen für den direkten (totalen) abwärtsgerichteten solaren Strahlungsfluss Fehler der PPHOM-Approximation von bis zu 49 % (32 %) des einfallenden solaren Strahlungsflusses, während die ICA Fehler bis zu 6 % (2 %) aufweist. Untersuchungen des breitbandigen solaren Strahlungsflusses ($0.2\ \mu\text{m}$ bis $4.0\ \mu\text{m}$) bei festem solaren Azimutwinkel ergeben für den aufwärtsgerichteten Strahlungsfluss (Absorption) Fehler der PPHOM-Approximation bis zu 17 % (4 %), während die ICA zu Fehlern bis 2 % (1 %) des einfallenden solaren Strahlungsflusses führt. In allen betrachteten Fällen zeigen sich bei den horizontal besonders inhomogenen konvektiven Wolken die stärksten Abweichungen. Ferner fällt auf, dass Fehler durch die ICA stark von horizontaler Auflösung und Sonnenzenitwinkel abhängen. Einfachere Korrekturverfahren (z.B. Reduzierung der optischen Dicke) sollten als Funktion dieser Parameter abgeleitet werden.

Abstract

A most profound knowledge about the radiative characteristics of clouds is required for the development of realistic atmospheric circulation models and cloud remote sensing algorithms.

At present, cloud fields are treated extremely simplified in both application areas. Cloud radiative flux parameterizations in atmospheric circulation models as well as the correlation between radiance and cloud properties as required for remote sensing algorithm are usually based on the assumption of plane-parallel homogeneous (PPHOM) clouds. Compared to realistically 3D cloud fields, this simplification leads to large systematic errors. In order to quantify these errors a Monte Carlo radiative transfer model has been developed and applied to 3D cloud fields. The latter origin from the non-hydrostatic 3D atmospheric model GESIMA. Absorption and scattering properties of the cloud particles have been calculated by means of Mie-theory for spherical water droplets and a ray-tracing code for non-spherical ice, rain, and snow particles. Line by line calculations have been used to obtain the absorption properties of the relevant atmospheric gases.

It is shown that accounting for horizontally inhomogeneous distribution of water vapor does not lead to noticeable improvements in calculating the radiative fluxes compared to using horizontally stratified water vapor fields. Differences in upward reflected and in absorbed solar broadband flux are less than 0.1 % of the total incoming flux. A larger influence is due to the non-stratified structure of cloud hydrometeors. Investigations in the UV-A spectral band for random solar azimuth angle provide errors in domain averaged direct (total) downward solar fluxes up to 49 % (32 %) of the incoming flux for the PPHOM approximation, whereas the use of radiatively independent atmospheric columns (independent column approximation, ICA) yields errors up to 6 % (2 %). Similar investigations for the entire solar spectral range and for fixed solar azimuth show errors in upward reflected flux (absorption) exceeding 17 % (4 %) for the PPHOM approximation and 2 % (1 %) for the ICA. Largest deviations are found for the most inhomogeneous convective cloud fields. Errors due to the ICA are very sensitive to horizontal resolution and solar zenith angle.

It is proposed that presently used correction schemes (artificial reduction of cloud optical thickness) for radiative flux parameterizations based on the PPHOM assumption or the ICA should be derived as a function of these parameters.

1 Einleitung

Der Antrieb des Erdklimas erfolgt über die differentielle solare Einstrahlung. Harrison et al. (1990) haben anhand von Beobachtungen gezeigt, dass Wolken einen erheblichen Anteil an der Modulation atmosphärischer Strahlungsflüsse und damit am solaren Antrieb haben. Somit ist die korrekte Darstellung der Wolken, oder besser der Auswirkungen der Wolken auf die Strahlungsflüsse eine wichtige Voraussetzung für realistische Zirkulationsmodelle der Atmosphäre.

Für Anwendungen in der Fernerkundung ist das Wissen um die Strahlungseigenschaften der Wolken notwendig. Zur Erkundung des Ozeans, der Erdoberfläche oder der atmosphärischen Gase können so Einflüsse von Wolken korrigiert, oder überhaupt erst erkannt werden. Ist die Bewölkung selbst Ziel der Beobachtung, können erst durch die Kenntnis von Wolken-Strahlungseigenschaften Rückschlüsse auf Wolkenparameter wie z.B. Wassergehalt der Wolke gezogen werden.

Da es unmöglich ist, die räumliche Verteilung der Wolken-Hydrometeore hinreichend genau zu erfassen, ist man bei der Zuordnung von Strahlungseigenschaften zur Wolkenstruktur auf Strahlungstransportmodelle angewiesen. Da es in der Realität wohl kaum planparallele homogene Wolken (wie sie ausschließlich in Atmosphärenmodellen vorkommen) gibt, räumliche Inhomogenitäten aber einen großen Einfluss auf die Wolken-Strahlungseigenschaften haben (sowohl bei kompletter Bedeckung (Cahalan et al., 1994) als auch in durchbrochenen Wolkenfeldern (Barker und Davies, 1992)) sollten die verwendeten Strahlungstransportmodelle diese dreidimensionalen Inhomogenitäten berücksichtigen. 3D-Effekte sind seit geraumer Zeit Bestandteil von Untersuchungen des Strahlungstransportes in Wolken (z.B. Davies, 1978 oder Gube et al., 1980). Da dreidimensionale Strahlungstransportberechnungen äußerst langwierig sind, ist es unmöglich derartige Modelle z.B. in Atmosphärenmodelle zu implementieren. Sinnvoll ist es jedoch, sie zur Ableitung von Parametrisierungen, zur Eichung schnellerer Modelle oder zur Abschätzung von Fehlern einzusetzen.

Vor einigen Jahren sorgte ein Artikel von Cess et al. (1995) für heftige Diskussionen, in dem die Autoren behaupteten, dass die bewölkte Atmosphäre weitaus mehr solare Strahlung absorbiere als globale Atmosphärenmodelle (*engl.* General Circulation Model, GCM) zu simulieren im Stande seien (auch Wiscombe, 1995). Untersucht wurde diese Diskrepanz zwischen „gemessenen“ und simulierten Absorptionen anhand des Verhältnisses von Wolken-Strahlungsantrieb an der Oberkannte der Atmosphäre zu Wolken-Strahlungsantrieb am Boden (*engl.* Cloud Radiative Forcing Ratio, CRFR). Bis heute ist unklar, ob die

anomale Absorption auf simple Messfehler oder auf grobe Unverständnisse in der Beschreibung der Wechselwirkungen von Photon und Materie zurückzuführen ist.

Ziel dieser Arbeit ist es, herauszufinden, ob Vereinfachungen in der Darstellung dreidimensional inhomogener Wolken zu Fehlern in den resultierenden Strahlungsflüssen führen können, wie groß diese werden können und ob diese Fehler zur Erklärung der anomalen Absorption beitragen. Die hier untersuchten Vereinfachungen sind:

1. Planparallele, horizontal homogene Wolken (PPHOM). Diese Näherung findet in atmosphärischen Zirkulationsmodellen Anwendung.
2. „Näherung der unabhängigen Säulen“ (*engl.* „Independent Column Approximation“, ICA). Hier bleibt die dreidimensionale Struktur der Wolken erhalten, jedoch werden alle vertikalen Säulen unabhängig voneinander betrachtet, was eindimensionale und damit schnellere Strahlungstransportberechnungen erlaubt. Diese Approximation wird üblicherweise zur Ableitung von Fernerkundungsalgorithmen eingesetzt (z.B. Chambers et al., 1997b).

Die hierfür notwendigen Strahlungstransportberechnungen werden mit einem, im Rahmen dieser Arbeit entwickelten, Monte Carlo Modell durchgeführt.

In Kapitel 2 wird die grundlegende Problematik der Strahlungstransportberechnung in einer dreidimensional inhomogenen Atmosphäre erläutert. Eine ausführliche Beschreibung der optischen Eigenschaften von Gasen folgt in Abschnitt 3. Im Anschluss daran werden die Wolkenhydrometeore und ihre Strahlungseigenschaften beschrieben. Das Modell (GESIMA), mit dem die hier verwendeten Wolken produziert wurden, wird in Kapitel 5 erläutert. Eine Beschreibung des Strahlungstransportmodelles erfolgt in Abschnitt 6. Die eigentlichen Untersuchungen mit Ergebnissen und Diskussionen werden ausführlich in Kapitel 7 beschrieben. Eine abschließende Betrachtung folgt in Abschnitt 8.

2 Dreidimensionaler Strahlungstransport

2.1 Das Grundproblem

Die Theorie des Strahlungstransportes beschreibt die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Die duale Natur der elektromagnetischen Strahlung spielt hier wohl bei der Betrachtung einzelner Wechselwirkungsprozesse eine Rolle, auf Skalen, die weitaus größer sind als einzelne Wellenzüge oder Photonenbündel ist sie jedoch weitgehend ohne Bedeutung. Da beim atmosphärischen Strahlungstransport nur das großräumige Strahlungsfeld von Interesse ist, gehen die Elementarprozesse (Wechselwirkungen von Molekül und elektromagnetischem Wellenzug oder Photon) parametrisiert, also als gemittelte Größen (berechnet, wie z.B. in Kapitel

3 und 4) in die Strahlungstransportgleichung (STG, Gleichung 1) ein. Alle für diese Arbeit relevanten Prozesse sind in der STG zusammengefasst. Sie beschreibt die Veränderungen, die ein monochromatisches Strahlenbündel auf dem Weg durch ein Medium (hier von Pt_1 nach Pt_2 , Abbildung 1) erfährt. Die integrale Form der STG ist gegeben durch (z.B. Chandrasekhar, 1960):

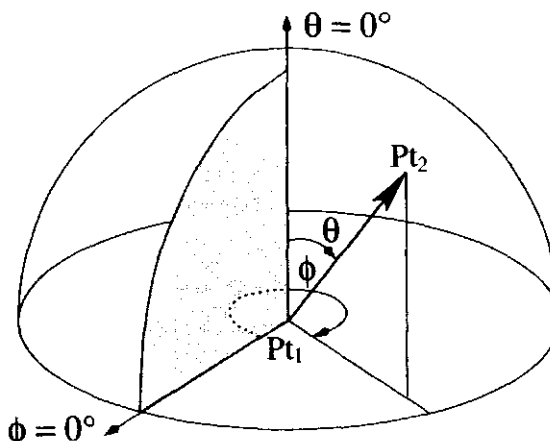


Abbildung 1: Bedeutung einiger geometrischer Größen.

$$L(Pt_2) = \underbrace{L(Pt_1)e^{-\int_{Pt_1}^{Pt_2} \beta_x ds}}_{\mathcal{A}} + \underbrace{\int_{Pt_1}^{Pt_2} J(Pt)e^{-\int_{Pt_1}^{Pt_2} \beta_x ds} \beta_x ds}_{\mathcal{B}} \quad (1)$$

mit: L = Strahldichte [$Wm^{-2}sr^{-1}$]

Pt_1, Pt_2 = Start- bzw. Zielpunkt [-]

β_x = Volumen-Extinktionskoeffizient [m^{-1}]

s = Zurückgelegte Wegstrecke [m]

J = Quellfunktion [$Wm^{-2}sr^{-1}$]

Term \mathcal{A} beschreibt dabei die Abschwächung oder Dämpfung des Bündels durch Absorption oder Streuung. Eine Verstärkung durch Emission oder Streuung in die gesuchte Richtung ist gegeben durch Term \mathcal{B} . Formal stellt Gleichung 1 schon die Lösung des Strahlungstransportproblems dar. Schwierigkeiten bereitet jedoch der Quellterm J . Das wird deutlich in der ausgeschriebenen Form:

$$J = \underbrace{\frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta, \phi, \theta', \phi') L(\theta', \phi') \sin \theta' d\theta' d\phi'}_{\mathcal{C}} + \underbrace{\frac{\omega_0}{4\pi} P(\theta_0, \phi_0, \theta, \phi) (\pi F_0) e^{-\frac{\int_0^\infty \beta_x dz}{\cos \theta_0}}}_{\mathcal{D}} + \underbrace{(1 - \omega_0) B(T)}_{\mathcal{E}} \quad (2)$$

dabei sind: ω_0 = Einfachstreueralbedo [-]

P = Streufunktion [sr^{-1}]

θ_0, ϕ_0 = Winkel der solaren Einstrahlung [-]

θ', ϕ' = Einfallswinkel der diffusen Strahlung [-]

θ, ϕ = Richtung des betrachteten Bündels [-]

F_0 = Solare Strahlungsflussdichte [$W m^{-2}$]

B = Planck-Funktion [$W m^{-2} sr^{-1}$]

Die durch Term \mathcal{C} beschriebenen Quelle stellt den Teil der diffusen Strahlung dar, der durch Streuung in die Richtung des gesuchten Strahlenganges (θ, ϕ) gelangt und diesen so verstärkt. Term \mathcal{D} gibt den Anteil aus dem direkten (bis dahin ungestreuten) Teil der Strahlung wieder, der nun in Richtung θ, ϕ gestreut wird. Die Emission und damit die einzige Quelle, beschreibt Term \mathcal{E} .

Die Schwierigkeiten bei der Lösung der STG liegen in Term \mathcal{C} (z.B. Thomas und Stamnes, 1999). Da dieser Term die gesuchte Strahldichte L enthält, stellt die STG eine Integro-Differentialgleichung dar, die ohne massive Vereinfachungen in der Beschreibung der Streufunktion und ihrer räumlichen Verteilung analytisch nicht lösbar ist, selbst numerische Lösungen werden durch diesen Term besonders in Verbindung mit dreidimensional inhomogener Bewölkung erheblich erschwert.

2.2 Numerische Lösungen

Verschiedene numerische Verfahren erlauben eine Annäherung an die exakte Lösung der STG. Da eindimensionale Lösungsmethoden in Verbindung mit der „Unabhängige Säulen Approximation“ (engl. „Independent Column Approximation“, ICA, siehe auch Kapitel 7.2 und 7.3) eine vereinfachte Beschreibung der horizontalen Verteilungen solarer Strahlungsflussdichten ermöglichen, werden in dieser Übersicht auch einige dieser Methoden diskutiert.

2.2.1 Verdopplungs- oder Additionsmethode

Einen praktikablen Weg zur Berechnung der Strahlungsflussdichten in horizontal homogenen Medien bietet die Verdopplungs- oder Additionsmethode (engl. „Doubling/Adding Method“, DA-Methode, z.B. Hansen und Travis, 1974). Ihr liegt die Annahme zugrunde, dass sich die vertikal inhomogene Atmosphäre durch eine endliche Anzahl vertikal homogener Schichten approximieren lässt. Diese Annahme gilt als zulässig, wenn die einzelnen Schichten hinreichend dünn gewählt werden. Für jede dieser Einzelschichten lässt sich das Reflexions- und Transmissionsverhalten exakt bestimmen sofern die optische Dicke τ ($\tau = \beta_x s$) einer Elementarschicht so klein ist, dass Photonen beim Durchgang maximal einmal gestreut werden (Einfachstreuapproximation). Hansen und Travis (1974) empfehlen eine optische Dicke der Initialschicht von etwa 2^{-20} .

Durch Addition einer weiteren Schicht oder Verdopplung der Elementarschicht lassen sich homogene Schichten beliebigen Ausmaßes konstruieren. Vertikal inhomogene Schichten werden ebenfalls durch Addition homogener Schichten aufgebaut. Die Strahlungsflussdichten einer Gesamtschicht aus zwei Einzelschichten erhält man durch Reihenbildung (Abbildung 2). Ein einfallender Strahl F_{in} wird zum Teil von der ersten Schicht reflektiert. Der Teil R_1 tritt durch die obere Grenze der ersten Schicht. Ein weiterer Teil wird absorbiert und der Rest gelangt in die zweite Schicht. Hier findet ein ähnlicher Vorgang statt. Ein Teil wird reflektiert und gelangt zurück in die erste Schicht, ein weiterer Teil wird absorbiert und der Rest tritt am Unterrand der zweiten

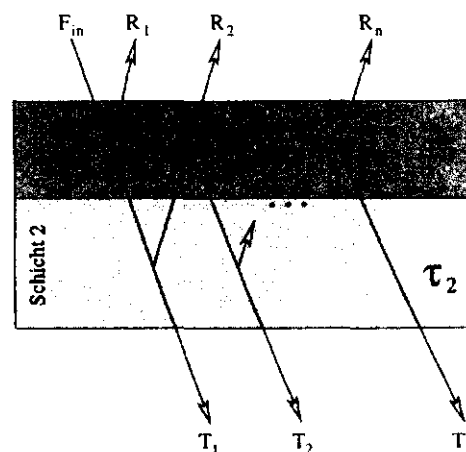


Abbildung 2: Addition der Schichten.

Schicht aus. Mit dem in Schicht 1 zurückgestreuten Teil wird der Vorgang wiederholt. Die Reflexion der Gesamtschicht R_{ges} setzt sich also aus der unendlichen aber konvergierenden Reihe $R_{\text{ges}} = R_1 + R_2 + \dots + R_{\infty}$ zusammen. Gleiches gilt für die Absorption und die Transmission. Zweckmäßigerweise wird man diese Reihe nach einigen Termen (Hansen und Travis (1974) empfehlen hier fünf Entwicklungsterme, da der höhere Rechenaufwand den geringen Gewinn an Genauigkeit, den eine Berücksichtigung weiterer Terme bedeuten würde nicht rechtfertigt) abbrechen.

Das hier beschriebene Verfahren ist weitgehend identisch mit der Matrix Operator Methode (Plass et al., 1973). Diese Verfahren für den eindimensionalen Strahlungstransport sind sehr flexibel, d.h. sie sind für alle in der Atmosphäre auftretenden optischen Dicken anwendbar. Das ist besonders wichtig, wenn die betrachtete Atmosphäre Wolken enthält. Bei einer kleinskaligen vertikalen Inhomogenität in Verbindung mit einer hohen geforderten Genauigkeit wird auch hier der Rechenaufwand groß. Zur Zeit ist dieses Verfahren dennoch die gebräuchlichste Methode zur Berechnung der Mehrfachstreuung in vertikal geschichteten Atmosphären.

2.2.2 Methode der sukzessiven Streufolge

Ein früh eingesetztes und relativ einfaches Konzept bietet die Methode der sukzessiven Streufolge (*engl.* „Successive Order of Scattering“, SOS-Methode, z.B. Goody und Yung, 1989). Im Gegensatz zur Verdopplungs- oder Additionsmethode ist Ihre Lösung nicht auf eindimensionale Probleme beschränkt. Den verschiedenen Ansätzen hierzu ist jedoch gemeinsam, dass das Strahldichte-Feld aus einer Summe von Photonenintensitäten gewonnen wird. Summiert wird über die Anzahl der Streuprozesse einzelner Photonen. Der erste Summand setzt sich also aus den Photonen zusammen, die genau einmal gestreut werden, der Zweite aus Photonen, die zwei Streuprozesse hinter sich haben usw.

Das Problem dieser Methode liegt in der geringen Konvergenzgeschwindigkeit. Besonders langwierig wird es, wenn die optische Dicke sehr hoch ist ($\tau \gtrsim 5$), da die Wahrscheinlichkeit von Mehrfach-Streuereignissen steigt. Falls die betrachtete Schicht zudem kaum absorbiert ($\omega_0 \simeq 1$), erhöht sich die Rechenzeit drastisch, denn durch die hohe Einfachstreueralbedo leisten selbst häufig gestreute Photonen einen hohen Beitrag zum Strahlungsfeld. Aus diesem Grund müssen mehr Summanden berücksichtigt werden.

Die Stärke dieses Verfahrens liegt darin, dass jedem Summanden ohne weiteres eine physi-

kalische Bedeutung zuzuordnen ist. Weitere Vorteile können aus einer Kombination mit der Verdopplungsmethode gezogen werden, indem man eine Initialschicht mit einer optischen Dicke von etwa $2 \cdot 10^0$ ansetzt. Für eine solche Schicht darf das resultierende Strahlungsfeld mit wenigen Termen bestimmt werden. Auf diese Weise kann die erforderliche Rechenzeit erheblich reduziert werden (Hansen und Travis, 1974).

2.2.3 Die Kugelflächenfunktion / Diskrete Ordinaten Methode

Die Methode der Kugelflächen und diskreten Ordinaten (*engl.* „Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method“, SHDOM) ist ein direktes Verfahren zur Lösung der Strahlungstransportgleichung im dreidimensionalen Raum, entwickelt von Evans (1998). „Direkt“ meint hier, dass die SHDOM räumlich variable Strahldichten für ein dreidimensional inhomogenes Atmosphärenfeld berechnet, ohne auf Vereinfachungen wie die ICA zurückgreifen zu müssen. Die SHDOM bedient sich einiger Elemente der „Spherical Harmonic“ Methode (z.B. Zdunkowski und Korb, 1974) und der „Discrete Ordinate“ Methode (z.B. Stamnes und Swanson, 1981).

Die SHDOM ist ein iteratives Verfahren zur Lösung der Strahlungstransportgleichung. Während eines Iterationsschrittes werden die folgenden vier Operationen durchgeführt:

1. Die als Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen vorliegenden Quellfunktionen werden auf diskrete Ordinaten transformiert, d.h. die Quellfunktionen werden für diskrete Raumwinkelintervalle bestimmt.
2. Die Felder der Strahldichten werden durch Integration der Quellfunktionen bestimmt.
3. Beginn der Rücktransformation: Die Strahldichtefelder werden in Kugelflächenfunktionen entwickelt.
4. Die Quellfunktionen werden aus den Kugelflächenfunktionen bestimmt.

Sobald ein Konvergenzkriterium erfüllt ist wird die Iteration abgebrochen. Dieses Kriterium gilt als erfüllt, wenn die normierte Quadratwurzel der mittleren quadratischen Abweichung (*engl.* Root Mean Square, RMS) zweier Quellfunktionsfelder (also eins vor und eins nach dem letzten Iterationsschritt) unter einen vordefinierten Schwellwert fällt. Ist das nicht der Fall, so werden die Zellen mit großen räumlichen Gradienten der Quellfunktion in kleinere Zellen unterteilt und die Iterationsschleife wird erneut durchlaufen.

Die räumliche Auflösung in den „kritischen“ Regionen wird also so lange erhöht, bis die errechneten Felder der Strahldichten zu den Feldern der Quellfunktionen passen.

Diese Methode ist besonders für die Berechnung von dreidimensionalen Strahldichtefeldern ($L(x, y, z, \phi, \theta)$) geeignet. Räumlich stark inhomogene Felder treiben allerdings auch für die SHDOM die Rechenzeit in die Höhe. Ein weiteres Problem tritt bei der Berücksichtigung hochgradig anisotroper Streufunktionen auf, da zur Darstellung erhebliche Speicherkapazitäten benötigt werden. Außerdem könnten Probleme aus der Tatsache entstehen, dass die SHDOM nicht Energieerhaltend ist (persönliche Mitteilungen, Frank Evans). Dennoch stellt dieses Verfahren derzeit die einzig praktikable Möglichkeit dar, komplette Sätze der dreidimensionalen Strahldichten zu berechnen.

2.2.4 Die Monte Carlo Methode

Die Monte Carlo Methode (z.B. House und Avery, 1969 oder Hansen und Travis, 1974) nutzt die stochastische Natur der Photonenstreuung. Die Streufunktion wird hier als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Streuung in eine bestimmte Richtung aufgefasst. Die zurückgelegte Wegstrecke einzelner Test-Energieträger (oder Photonen) wird über die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte optische Dicke zu durchdringen, ermittelt. Das Strahlungsfeld wird aus der Geschichte, d.h. dem Ort und der Art der Wechselwirkungen einzelner Photonen mit den Molekülen und Partikeln des untersuchten Mediums gewonnen. Die konzeptionelle Schlichtheit macht diese Methode außerordentlich flexibel.

Weitere Details zur Monte Carlo Methode sind in Kapitel 6 auf Seite 33 und im Anhang ab Seite 83 zu finden.

2.3 Die Wahl der geeigneten Methode

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein Strahlungstransportmodell entwickelt werden, das sowohl die Strahlungsflussdichten als auch die Strahldichte in vordefinierte Richtungen für ein Atmosphärenfeld mit räumlich inhomogenen optischen Eigenschaften berechnen kann. Wie bereits eingangs erwähnt, bietet die DA-Methode keine adäquaten Lösungen für den dreidimensionalen Raum. Lediglich in Verbindung mit der „Unabhängige Säulen Näherung“ kann das dreidimensionale Strahlungsfeld approximiert werden. Dieses Verfahren kann also hier nicht zur Anwendung kommen, zumal die Prüfung der Genauigkeit der ICA

selbst Teil der angestrebten Untersuchungen ist.

Der Einsatz der SOS-Methode ist nicht praktikabel, weil die in Abschnitt 2.2.2 auf Seite 10 beschriebenen Problembereiche dieses Verfahrens (hohe optische Dicken \rightarrow Wolkenuntersuchungen stehen bei dieser Arbeit im Vordergrund, $\omega_0 \simeq 1 \rightarrow$ Untersuchungen werden auch in schwach absorbierenden Spektralbereichen durchgeführt) zum Teil zentrale Punkte einiger Anwendungen bilden (z.B. Rechnungen im UV-Bereich in Abschnitt 7.2 auf Seite 47).

Gegen die SHDOM spricht die Verwendung von „gemessenen“ (aus Ray-Tracing gewonnenen) Streufunktionen, da die SHDOM für eine effiziente Berechnung der Kugelflächenfunktionen auf eine aus möglichst wenigen Legendre-Koeffizienten aufzubauende Streufunktion, vorzugsweise der Henyey-Greenstein-Streufunktion (Henyey und Greenstein, 1941) angewiesen ist. Außerdem ist die SHDOM zur Bestimmung der Strahlungsflussdichten an den Modellrändern eher langsamer als die Monte Carlo Methode. Diese kann zudem als exakt bezeichnet werden, da hier nur statistische Fehler auftreten können.

Für die formulierten Anforderungen erscheint nicht zuletzt durch die Flexibilität, die Monte Carlo Methode am geeignetsten.

3 Die optischen Eigenschaften der atmosphärischen Gase

3.1 Einleitung

In der bewölkten Atmosphäre dominieren die Hydrometeore die gesamte optische Dicke im solaren Spektralbereich. Damit bestimmt auch die Wechselwirkung Photon – Wolken-Hydrometeor den größten Teil der Wechselwirkungen im betrachteten Atmosphärenabschnitt. Dennoch dürfen die Beiträge aus den Wechselwirkungen mit Gasmolekülen nicht vernachlässigt werden. In Spektralbereichen, in denen Wasser nicht oder nur sehr schwach absorbiert (z.B. im kurzwelligen Anteil des solaren Spektrums), wird die gesamte atmosphärische Absorption durch die Gase bestimmt. Auch die Streufunktion der Gase, die Rayleighstreuung ist nicht zu vernachlässigen. Sie verleiht der effektiven Streufunktion einen isotroperen Charakter, besonders bei kleinen Wellenlängen (Gleichung 22 auf Seite 23 und Gleichung 34 auf Seite 36).

3.2 Bestimmung von Absorption und Extinktion

Die Einfachstreueralbedo ω_0 gibt den Teil eines Photonenbündels an, der bei einer Wechselwirkung mit Partikeln gestreut, also nicht absorbiert wird. Sie wird z.B. aus Volumen-Streukoeffizient (β_s) und Volumen-Absorptionskoeffizient (k) durch

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{k + \beta_s} \quad (3)$$

mit: k = Volumen-Absorptionskoeffizient [m^{-1}]

β_s = Volumen-Streukoeffizient [m^{-1}]

bestimmt. Der Volumen-Extinktionskoeffizient (β_x [m^{-1}]) ist die Summe aus Volumen-Streukoeffizient und Volumen-Absorptionskoeffizient. Häufig wird anstelle des Volumen-Streu- oder Volumen-Absorptionskoeffizienten der jeweilige molekulare Wirkungsquerschnitt betrachtet. Der Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und dem entsprechenden Koeffizienten lässt sich über das Molekulargewicht und der Dichte des Gases herstellen:

$$X = \hat{X} \frac{\rho}{m} \quad (4)$$

mit: X = Volumen-Streu-, Volumen-Absorptions- oder
Volumen-Extinktionskoeffizient [m^{-1}]

\hat{X} = Streu-, Absorptions- oder Extinktionsquerschnitt [m^2]

ρ = Dichte des Gases [$kg\ m^{-3}$]

m = Molekulargewicht [kg]

Üblicherweise werden die Wirkungsquerschnitte nicht in m^2 , sondern in cm^2 angegeben. In dieser Arbeit gelten also, sofern nicht anders angegeben, für Wirkungsquerschnitte die Einheiten cm^2 . Für Streuprozesse an Partikeln, die klein gegenüber der Wellenlänge sind, gilt das Prinzip der Rayleighstreuung (Lord Rayleigh, 1899). Das ist bei der Streuung an Gasmolekülen der Fall. Bucholtz (1995) schlägt eine „analytische Formel“ zur Bestimmung des Streuquerschnittes der Luftmoleküle vor:

$$\hat{\beta}_s = A\lambda^{-(B+C\lambda+\frac{D}{\lambda})} \quad (5)$$

es sind: λ = Wellenlänge [μm]

A, B, C, D = Konstante (Werte in Tabelle 1)

Die Genauigkeit dieser Parametrisierung liegt für $\lambda < 0.25\ \mu m$ innerhalb 0.4 %, höher als 0.2 % im Bereich $0.25\ \mu m \leq \lambda \leq 0.5\ \mu m$ und besser als 0.1 % für $\lambda > 0.5\ \mu m$.

Die Berechnung des molekularen Absorptionsquerschnittes wird für jede einzelne spektrale Absorptionslinie (Linie-für-Linie Berechnung) im betrachteten Spektralintervall durchgeführt. Die Intensität der Absorptionslinien ist spektral sehr variabel (Abbildung 3), was die numerische Behandlung extrem erschwert. Wird die Absorption einer einzelnen Linie bei der Wellenzahl ν betrachtet, so gilt für den molekularen Absorptionsquerschnitt (z.B. Goody und Yung, 1989):

$$\hat{k}(\nu, p, T) = S(T)f(\nu, p, T) \quad (6)$$

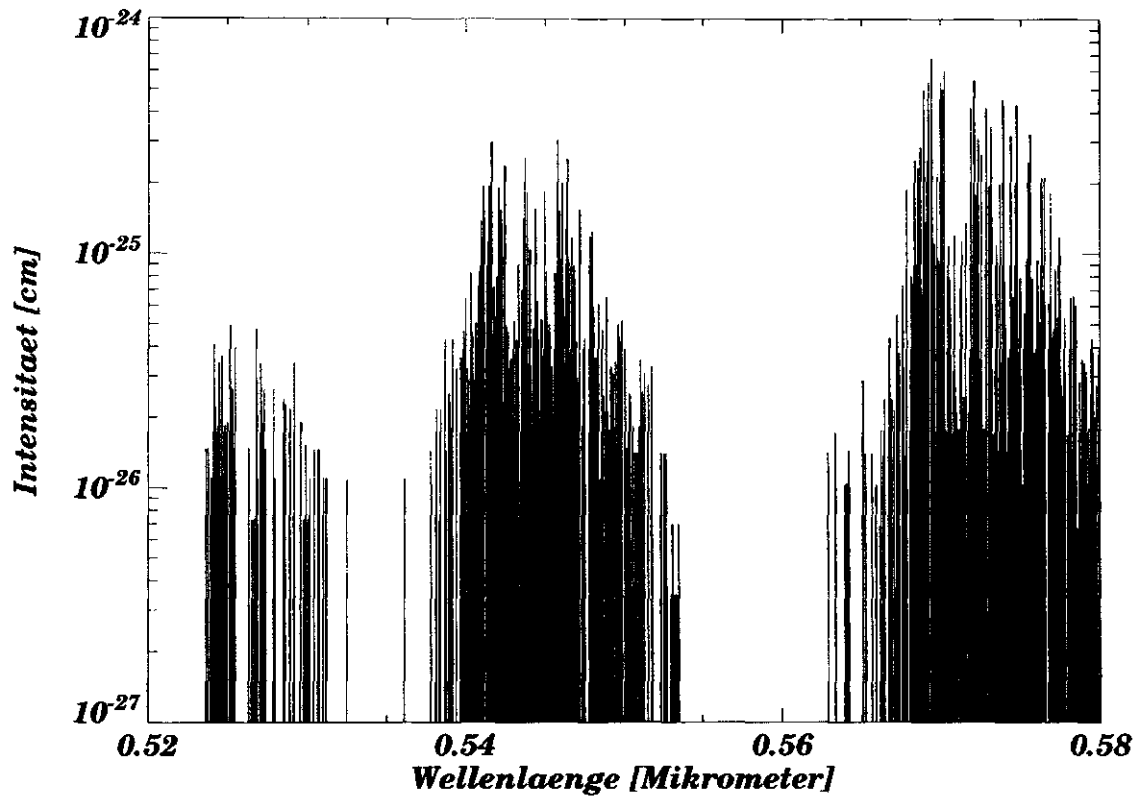


Abbildung 3: Intensitäten von Wasserdampf-Absorptionslinien aus dem HITRAN Datensatz, beschrieben in Rothman et al. (1987) und Rothman (1996).

wobei: S = Linienintensität [cm]
 f = normierte Linienform [cm]
 ν = Wellenzahl [cm^{-1}]
 p = Druck [hPa]
 T = Temperatur [K]

Tabelle 1: Konstanten zur Berechnung des Rayleigh-Streuquerschnittes (Buchholz, 1995).

Koeffizienten	$0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.5\mu\text{m}$	$0.5\mu\text{m} < \lambda$
A	$3.01577 \cdot 10^{-28}$	$4.01061 \cdot 10^{-28}$
B	3.55212	3.99668
C	1.35579	$1.10298 \cdot 10^{-3}$
D	0.11563	$2.71393 \cdot 10^{-2}$

Die Temperaturabhängigkeit der Linienintensität kann in guter Näherung beschrieben werden durch (Hollweg, 1991):

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q_v(T_0)}{Q_v(T)} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\bar{j}} e^{\left(\frac{hc}{k} E \left[\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right] \right)} \quad (7)$$

- dabei sind: T_0 = Referenztemperatur [K]
 Q_v = Vibrationszustandssummen [–]
 \bar{j} = Temperaturabhängigkeitsparameter der
 Rotationszustandssummen [–]
 c = Lichtgeschwindigkeit [$cm\ s^{-1}$]
 h = Plancksche Konstante [Js]
 k = Boltzmann-Konstante [JK^{-1}]
 E = Energieterm des unteren Energieniveaus
 beim Quantensprung [cm^{-1}]

Die Form der Linien ist druck- und temperaturabhängig. In der unteren Atmosphäre (die Lorentz Halbwertsbreite α_L ist größer als die zwölffache Doppler Halbwertsbreite α_D [nach Chou und Kouvaris, 1986]) wird die Linienverbreiterung durch Molekül – Molekül Stöße dominiert, somit gilt dort das Lorentzprofil:

$$\widehat{k}(\nu, p, T) = \frac{S(T)}{\pi} \frac{\alpha_L(p, T)}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2(p, T)} \quad (8)$$

es sind: ν_0 = Wellenzahl des Linienzentrums [cm^{-1}]

$$\begin{aligned}\alpha_L(p, T) &= \text{Lorentz Halbwertsbreite } [cm^{-1}] \\ &= \alpha_L(p_0, T_0) \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^n\end{aligned}\quad (9)$$

$$\begin{aligned}\alpha_D(T) &= \text{Doppler Halbwertsbreite } [cm^{-1}] \\ &= \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} \ln 2}\end{aligned}\quad (10)$$

p_0 = Referenzdruck [hPa]

n = Temperaturabhängigkeitsparameter der
Lorentz Halbwertsbreite $[-]$

Nimmt die Dichte der Atmosphäre ab ($\alpha_L \leq 12\alpha_D$), ist die Dopplerverbreiterung der Linien nicht mehr zu vernachlässigen. Als Näherung kann hier eine Faltung des Doppler- und Lorentzprofils, das Voigtprofil, herangezogen werden, das in den entfernteren Flügeln weitgehend dem Lorentzprofil folgt (Chou und Arking, 1981):

$$\hat{k}(\nu, p, T) = k_0 \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{y^2 + (x - t)^2} dt \quad (11)$$

$$\text{mit: } k_0 = \frac{S(T)}{\alpha_D(T)} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \quad (12)$$

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D(T)} \sqrt{\ln 2} \quad (13)$$

$$y = \frac{\alpha_L(p, T)}{\alpha_D(T)} \sqrt{\ln 2} \quad (14)$$

3.2.1 Schmalbandige und monochromatische Absorptionen

Zur Berechnung der monochromatischen Absorption muß die Summe der Beiträge aller Linien an der betrachteten Wellenzahl ν gebildet werden:

$$\hat{k}(\nu, p, T) = \sum_{j=1}^J S_j(\nu_0, T) f_j(\nu, p, T) \quad (15)$$

Dabei ist J die Anzahl aller Linien, die k beeinflussen. Um schwache Effekte (d.h. Absorptionen in den entfernten Flankenbereichen der Linien, die kaum einen Beitrag zur Gesamtabsorption leisten) zu vernachlässigen schlagen Fu und Liou (1992) vor, Absorptionslinien nur bis zum Abstand der 260fachen Lorentz Halbwertsbreite zu berechnen. Hier soll der Druck zur Bestimmung der Halbwertsbreite (in Gleichung 9) jedoch $p \geq 100hPa$ betragen, da dieses Abschneiden (*engl.* „Cut-Off“) der Absorptionslinien in der höheren Atmosphäre, also bei dominierender Dopplerverbreiterung, sonst zu früh einsetzen könnte.

Um die effektive Absorption in einem schmalen Spektralbereich zu berechnen, wird jede wirksame Linie (unter Berücksichtigung des Cut-Off) über den betrachteten Spektralbereich integriert¹, die Beiträge der einzelnen Linien werden aufsummiert und anschließend durch die spektrale Breite geteilt:

$$\hat{k} = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \sum_{j=1}^J \int_{\nu_{j1}}^{\nu_{j2}} S_j(\nu_0, T) f_j(\nu, p, T) d\nu \quad (16)$$

$$\text{es sind: } \nu_{j1} = \max(\nu_1, \nu_0 - 260 \alpha_L[\max\{p, 100hPa\}, T])$$

$$\nu_{j2} = \min(\nu_2, \nu_0 + 260 \alpha_L[\max\{p, 100hPa\}, T])$$

Eine derartige Vorgehensweise birgt die Gefahr, daß Fensterregionen innerhalb des betrachteten Intervalls durch spektrale Verschmierung der Absorption übersättigter Linien geschlossen werden. Gleichung 16 ist daher mit gutem Gewissen nur für wirklich schmale Bänder anwendbar, d.h. innerhalb des betrachteten Bandes dürfen entweder keine Übersättigungen auftreten (das ist in der Regel der Fall, wenn der spektrale Bereich abseits jeglicher Linienzentren liegt) oder der gesamte Spektralbereich muß ge- oder übersättigt sein. Diese Bedingungen werden nur in wenigen Spezialfällen erfüllt. Da in dieser Arbeit der Strahlungstransport in breiteren spektralen Bändern untersucht wird, kommt hier das folgende Verfahren zum Einsatz.

¹Für die numerische Lösung des Integrals wird hier die Gauss-Legendre Quadratur durchgeführt

3.2.2 Breitbandige Absorptionen

Eine Möglichkeit das unrealistischen Schließen optischer Fenster zu vermeiden, bietet die Normierung der Absorption über die Transmission T^* (bezüglich der Absorption):

$$T^* = e^{-\tau} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \text{mit: } T^* &= \text{Transmission } [-] \\ \tau &= \text{optische Dicke } [-] \\ &= \hat{k} \frac{\varrho}{m} h \\ \hat{k} &= \text{Absorptionsquerschnitt hier in } [m^2] \\ h &= \text{Schichtdicke } [m] \end{aligned}$$

Für mehrere absorbierende Gase ist die Transmission gegeben durch:

$$T^* = e^{-\left(\sum_{i=1}^I \hat{k}_i \frac{\varrho_i}{m_i}\right)h} \quad (18)$$

Dabei ist i der Index für das aktuell betrachtete Gas und I die Anzahl der Gase. Die effektive Transmission $\overline{T^*}$ eines Spektralbandes des Wellenlängenbereiches ν_1 bis ν_2 wird bestimmt mit:

$$\overline{T^*} = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \sum_{j=1}^J \Delta\nu_j e^{-\left(\sum_{i=1}^I \hat{k}_{ij} \frac{\varrho_i}{m_i}\right)h} \quad (19)$$

Hier steht $\Delta\nu_j$ für die Spektralbreite, die durch den Stützpunkt an ν_j repräsentiert wird. Durch die auf diese Weise (Gleichung 19) erhaltene Transmission ist es jedoch unmöglich, die für die Bestimmung der Einfachstreueralbedo notwendigen Absorptionsquerschnitte \hat{k}_i der einzelnen absorbierenden Gase zurückzurechnen. Es wäre hier zwar denkbar, analog zu Gleichung 21 (allerdings ohne den Index i , da in diesem Fall nur effektive Größen betrachtet würden), einen effektiven Absorptionsquerschnitt zu bestimmen, der genau die beschriebene Zusammensetzung des Gasgemisches repräsentiert. Sollen jedoch Variationen in der Zusammensetzung zugelassen werden, was bei der Wasserdampfverteilung durchaus angebracht ist (siehe Abschnitt 7.1 auf Seite 39), so ist eine separate Bestimmung der Absorptionsquerschnitte für die einzelnen Gase sinnvoll. Bei dieser Vorgehensweise profitiert man von der Tatsache, dass sich der Absorptionsquerschnitt nur gering mit Druck und

Temperatur ändert. Der wesentliche Anteil der Variation von ω_0 stammt also aus Änderungen der individuellen Moleküldichten. Deshalb wurde Gleichung 19 nur benutzt, um die Güte der folgenden Approximation zu überprüfen:

$$\begin{aligned}\overline{T^*} &\approx \overline{T^*}_{app} \approx \prod_{i=1}^I \overline{T^*}_i \\ &\approx \frac{1}{I(\nu_2 - \nu_1)} \prod_{i=1}^I \sum_{j=1}^J \Delta\nu_j e^{-\hat{k}_i \nu_j \frac{\rho_i}{m_i} h}\end{aligned}\quad (20)$$

Liegt nun $\overline{T^*}_{app}$ hinreichend nah an $\overline{T^*}$ können die molekularen Absorptionsquerschnitte \hat{k}_i leicht mit

$$\hat{k}_i = \frac{m_i}{\rho_i h} (-\ln \overline{T^*}_i) \quad (21)$$

bestimmt werden. Treten jedoch größere Differenzen auf, muß das Spektralintervall $(\nu_2 - \nu_1)$ kleiner gewählt werden. Ursache möglicher Differenzen ist die Annahme hinter der Approximation, daß die Transmissionen einzelner Gase unabhängig voneinander bestimmt werden können, was nicht immer der Fall ist. Offensichtlich wird diese Problematik anhand eines Gedankenexperimentes:

Wenn bei einem Spektralintervall von $0.7\mu m$ bis $0.8\mu m$ zwei Gase exakt zwischen $0.7\mu m$ und $0.75\mu m$ total absorbieren und in der anderen Hälfte des Intervalles überhaupt nicht, so ist die exakte Transmission 0.5 während die approximierte Transmission einen Wert von 0.25 liefert.

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von breitbandigen effektiven Absorptionskoeffizienten bietet die Methode der k-Verteilung (z.B. Fu und Liou, 1992). Der Vorteil dieser Methode gegenüber der Linie-für-Linie Berechnung liegt ausschließlich im Rechenzeitbedarf. Da die Linie-für-Linie Berechnung die genauere Methode darstellt und der Rechenzeitbedarf hierfür gegenüber dem der Monte Carlo Rechnungen zu vernachlässigen ist, wird in dieser Arbeit auf die beschriebene Methode zurückgegriffen.

3.3 Bestimmung der Streufunktion

Die Streufunktion gibt an, welcher Energieanteil einer gestreuten Lichtwelle in welchen Raumwinkel gestreut wird. Betrachtet man, wie beim Monte Carlo Verfahren, Teilchen,

also Photonen, so kann die Streufunktion als Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion für die Richtung eines gestreuten Photons aufgefasst werden. Sind die Streupartikel klein gegenüber der Wellenlänge des gestreuten Photons, so gilt die Rayleigh Streufunktion (nach Buchholtz, 1995):

$$P_R(\Theta) = \frac{3}{4(1 + 2\gamma)} (1 + 3\gamma + (1 - \gamma) \cos^2 \Theta) \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \text{mit :} \quad \Theta &= \text{zenitaler Streuwinkel} \\ \gamma &= \text{Korrekturterm} = \frac{\rho_n}{2 - \rho_n} \\ \rho_n &= \text{Wellenlängenabhängiger Depolarisationsfaktor} \end{aligned} \quad (23)$$

Die Werte für den wellenlängenabhängigen Depolarisationsfaktor liefert ebenfalls Buchholtz (1995). Für eine spätere Berechnung der Streurichtung ist die Kenntnis der zenitalen Streufunktion ausreichend, da das azimutale Streuverhalten zufällig orientierter Partikel isotrop ist.

4 Die optischen Eigenschaften der Wolken

4.1 Einleitung

Von besonderem Interesse für die Implementierung in ein Monte Carlo Strahlungstransportmodell sind, wie bei den optischen Gaseigenschaften, Extinktionskoeffizient, Absorptionskoeffizient oder Einfachstreueralbedo und die Phasenfunktion. Eine weitere wichtige Größe ist der effektive Teilchenradius, denn die oben genannten Parameter der Wolkenhydrometeore lassen sich aus den jeweiligen effektiven Radien approximativ ableiten.

4.2 Bestimmung von Extinktion und effektivem Radius

Der Extinktionskoeffizient für Wolkentröpfchen ist im solaren Spektralbereich beschrieben durch (Hansen und Travis, 1974):

$$\beta_{xWasser} = \frac{3}{4} \frac{q \, lwc}{\rho_{Wasser} \, r_{eff}} \quad (24)$$

mit: q = Extinktionseffizienz $[-]$

lwc = Flüssigwassergehalt $[kg \, m^{-3}]$

ρ_{Wasser} = BULK-Flüssigwasserdichte $[kg \, m^{-3}]$

$r_{effWasser}$ = effektiver Tröpfchenradius $[m]$

$$= \sqrt[3]{\frac{lwc}{\kappa \, \rho_{Wasser} \, N_{Wasser}}} \quad (25)$$

$$\kappa = \frac{4}{3} \pi (1 - v_{eff})(1 - 2v_{eff}) \quad (26)$$

v_{eff} = 0.15 (effektive Varianz der Größenverteilung) $[-]$

N_{Wasser} = Gesamtzahl der Wolkentröpfchen $[m^{-3}]$

Die Verhältnisse von Extinktionskoeffizient zu Regenrate und von effektivem Radius zu Regenrate und Tropfenanzahl wurden empirisch aus zweijährigen (bodengebundenen) Disdrometer-Zeitserien gewonnen (Macke und Großklaus, 1998), danach ergibt sich für die Extinktion des Regens:

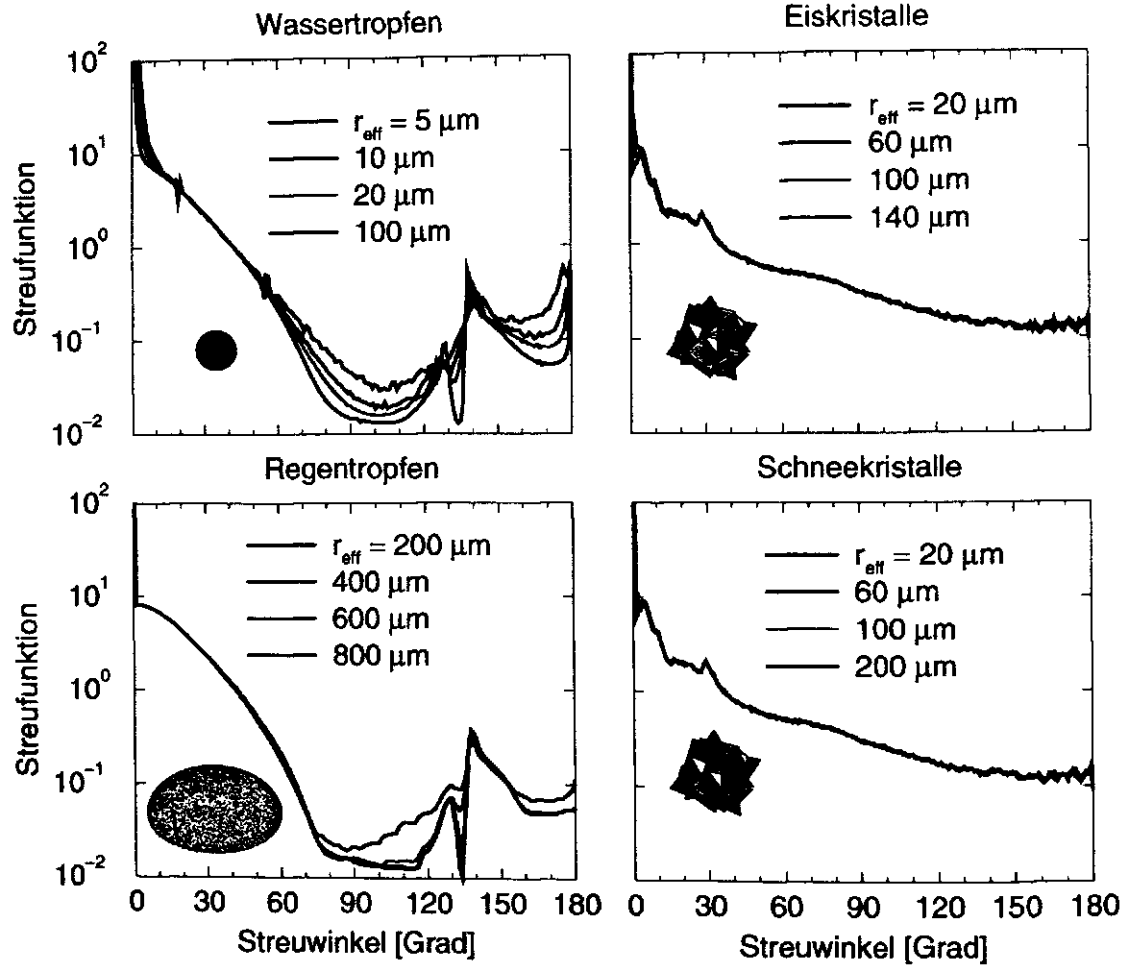


Abbildung 4: Streufunktionen für Wolken-Wassertropfen, Regentropfen, Eiskristalle und Schneekristalle für verschiedene effektive Radien nach Macke et al. (1996), sowie Macke und Grossklau (1998).

$$\beta_{x_{\text{Regen}}} = 0.2623 RR^{0.839} \quad (27)$$

dabei ist: $RR = \text{Regenrate} [mm h^{-1}]$

und für den effektiven Radius:

$$\tau_{eff_{Regen}} = 3.0435 \cdot 10^{-3} \left(\frac{RR}{N_r} \right)^{0.3364} \quad (28)$$

dabei ist: N_r = Tropfenzahl [cm^{-3}]

Da man annehmen muß, daß sich das Wachstumsverhalten der Regentropfen entlang ihres Weges ändert, werden die Gleichungen 27 und 28 mit zunehmender Höhe immer unsicherer. Eine höhenabhängige Parametrisierung steht zur Zeit nicht zur Verfügung. Daher werden diese Zusammenhänge in der gesamten Modellhöhe angenommen.

Die Vertikalprofile der Extinktionskoeffizienten und der effektiven Radien für Eis und Schnee werden mit einem mikrophysikalischen Modell (Mitchell, 1988, 1991 und Mitchell et al., 1996) aus Vertikalprofilen von Temperatur, Eis-, Schnee- und Wassergehalt bestimmt. Hierbei ist der „Radius“ nichtsphärischer Teilchen definiert als der Radius einer oberflächengleichen Kugel. So lässt sich aus einer Verteilung von Oberflächen ein effektiver Radius ableiten.

4.3 Bestimmung von Absorption und Phasenfunktion

Absorptionskoeffizient und Phasenfunktion kugelförmiger Wolkentröpfchen werden anhand der Mie-Theorie bestimmt. Für nicht-sphärische Teilchen, also Regentropfen, Eiskristalle und Schneeflocken ist die Mie-Theorie nicht anwendbar. Ein Ray-Tracing Verfahren (Macke und Grossklau, 1998) ist jedoch in der Lage Phasenfunktion und Absorptionskoeffizient von größeren, deformierten Regentropfen zu berechnen. Auch die optischen Eigenschaften von Schnee- und Eispartikel mit zufälliger multikristalliner Struktur lassen sich auf diese Weise bestimmen (Macke, 2000). Am Institut für Meereskunde in Kiel steht eine so erstellte Datendank der Einfachstreuabsorptions- und Streufunktionen in Abhängigkeit von Wellenlänge und effektiven Radien für verschiedene Hydrometeore zur Verfügung (persönliche Mitteilung, A. Macke).

Einige exemplarische Streufunktionen für Wolken-Wassertropfen, Regentropfen, Eis- und Schneekristalle bei variierendem effektiven Radius sind in Abbildung 4 auf der gegenüberliegenden Seite dargestellt. Die Wolkenwassertropfen zeigen das Streuverhalten einer Kugel mit einer Glättung der Streufunktion bei abnehmender Größe. Regentropfen ändern mit der Größe auch ihre Form. Die Unterschiede in den resultierenden Streufunktionen sind

am deutlichsten in der Seitenstreuung ausgeprägt. Eis- und Schneekristalle werden gleichbehandelt. Abhängigkeiten der Streufunktion von der Kristallgröße zeigen sich hier nur in der Vorwärtsstreuung.

5 Das Wolkenmodell GESIMA

5.1 Einleitung

Die optischen Eigenschaften der Wolkenhydrometeore, also Wolkentröpfchen, Regen, Eis und Schnee, werden in dieser Arbeit aus den mikrophysikalischen Ausgabeparametern des dreidimensionalen, nichthydrostatischen, mesoskaligen Atmosphärenmodell GESIMA

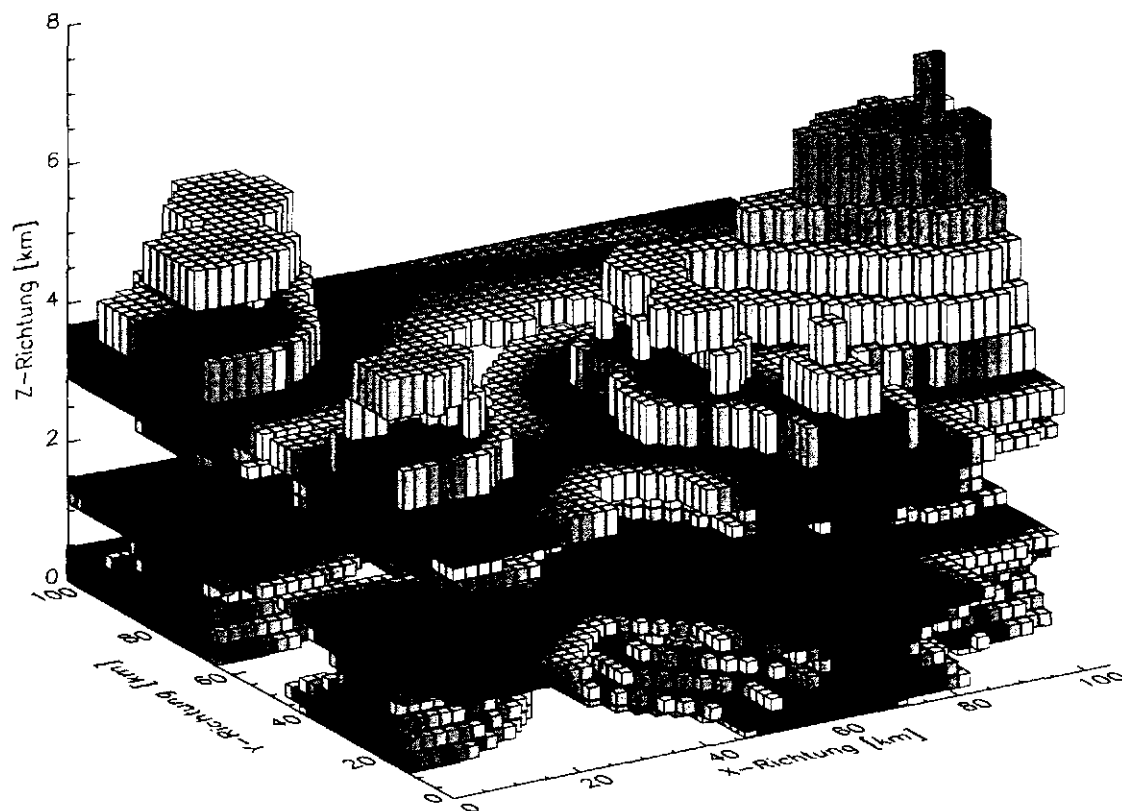


Abbildung 5: Beispiel einer mehrschichtigen GESIMA Wolke. Dunkle Boxen stehen für hohe Extinktionskoeffizienten.

(Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre, Eppel et al., 1998) berechnet. Abbildung 5 zeigt eine beispielhafte, mittels GESIMA generierte Wolke. In diesem Kapitel werden Modell und produzierte Wolken näher beschrieben.

5.2 GESIMA-Wolken

Mit GESIMA werden kleinskalige atmosphärische Prozesse, die für Wolkenbildung und Zerfall relevant sind, simuliert. Mikrophysikalische Vorgänge werden bei den Simulationen mit Hilfe der Bulk-Parametrisierungen nach Levkov et al. (1992) berücksichtigt. Für jeden Zeitschritt und für jede Modellbox werden die für die Bestimmung der optischen Eigenschaften notwendigen Parameter (ausführlich beschrieben in Kapitel 4) errechnet. Unterschieden werden dabei Eis, Schnee, Wolken- und Regenwasser. Zur Initialisierung des Modellgebietes werden Radiosondenprofile (zum Teil vom Deutschen Wetterdienstes (DWD) bezogen) eingesetzt, d.h. vor Einsetzen der zeitlichen Integration herrscht im Modellgebiet horizontale Homogenität. Die Wolkenbildung selbst wird durch einen zeitlich begrenzten künstlichen Wasserdampfüberschuss forciert. Eine Störung über einen horizontal weit ausgedehnten Bereich führt dabei zu stratiformen Wolken während kleinräumige Störungen konvektive Wolken erzeugen. Die Wolkenfelder werden in bestimmten Modellzeitintervallen gespeichert. So werden aus einem Radiosondenprofil mehrere Wolkenrealisierungen, die die verschiedenen Entwicklungsstadien der Wolke repräsentieren gewonnen. Abbildung 6 zeigt exemplarisch die Entwicklungsstadien einer Mehrschichtenwolke. Dargestellt ist ein zeitlicher Ausschnitt von 20 bis 90 Minuten nach der Initialisierung. Um ein unrealistisches „Auswaschen“ der Kondensationskerne durch Regen zu verhindern wurde eine Mindestmenge an Kondensationskernen als Zwangsbedingung eingeführt (Hagedorn, 1996). Die maximale Integrationszeit beträgt zwei Stunden. Ein früherer Abbruch wird dann veranlasst, wenn die entstandene Wolke die Modellgrenzen überschreitet. Die interne zeitliche Auflösung beträgt bei diesen Rechnungen zehn Sekunden.

Am Institut für Meereskunde Kiel wird das Atmosphärenmodell GESIMA bereits seit einigen Jahren erfolgreich betrieben. Damit steht eine solide Datenbasis für die Strahlungstransportmodellierung zur Verfügung. In dieser Arbeit werden jeweils bis zu 133 Wolkenrealisierungen genutzt. Diese Wolken lassen sich nach ihrer Form in die drei folgenden Gruppen einteilen.

5.2.1 Stratiforme Wolken

50 Wolkenrealisierungen verkörpern stratiforme Wolken. Diese Wolken basieren auf 2 Radiosondenprofilen von Januar und Juli des Jahres 1989 über dem Nordatlantik (Hagedorn,

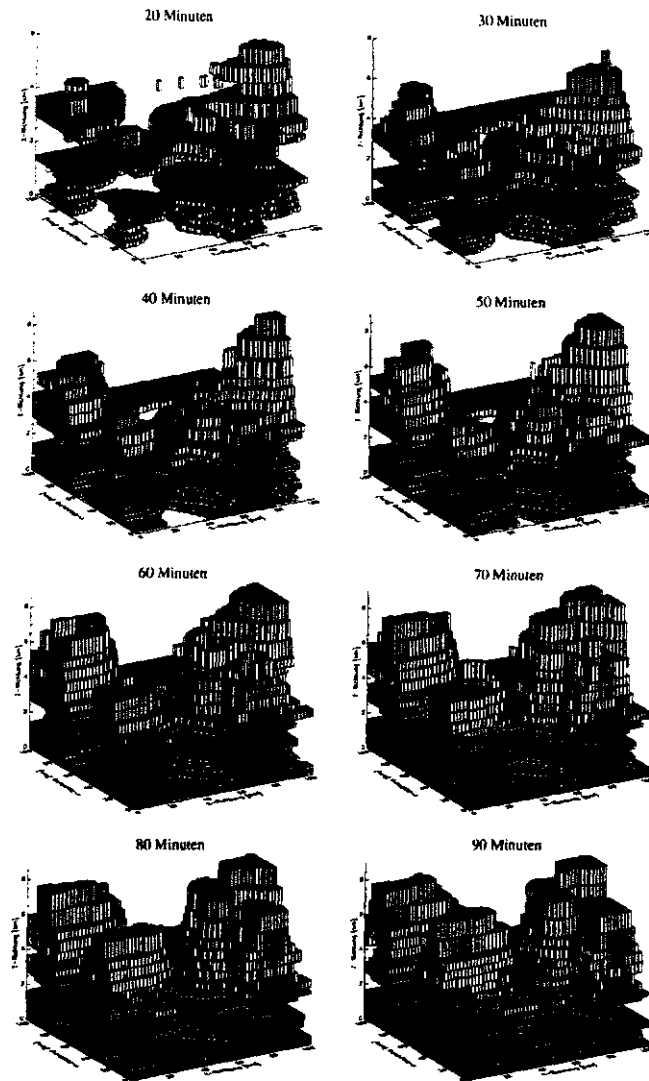


Abbildung 6: Zeitliche Entwicklung einer GESIMA-Wolke 20 bis 90 Minuten nach der Initialisierung.

1996). Der Zeitschritt zwischen zwei gespeicherten Wolkenrealisierungen beträgt hier fünf Minuten, somit können pro Profil maximal 25 Wolkenfelder erzeugt werden.

Das Modellgebiet hat die räumlichen Ausmasse von $21 \text{ km} \times 21 \text{ km}$ horizontal und 10 km vertikal. Die vertikale Auflösung variiert von 100 m am Boden bis zu 1 km in der oberen Schicht. Die horizontale Auflösung beträgt 1 km . Für die Strahlungstransportberechnun-

gen wurden die Modellgebiete (auch der konvektiven und mehrschichtigen Wolken) auf den kleinsten Quader reduziert, der die gesamte Wolke umschließt. So ist es möglich durch geeignete Wahl der Randbedingungen den Einfluss der Wolkenachsen-Verhältnisse (*engl.* Aspect Ratio) zu minimieren (periodische oder reflektierende horizontale Randbedingungen lassen die Wolkenfelder in der Horizontalen unendlich ausgedehnt erscheinen).

5.2.2 Konvektive Wolken

Konvektive Wolken wurden aus drei Initialisierungsprofilen errechnet. Diese wurden in den Sommern 1995 und 1996 über der Ostsee, sowie im Februar 1995 über dem Südpazifik gemessen. Ausgehend von diesen Profilen konnten 46 verschiedenen Wolkenrealisierungen simuliert werden. Genau wie bei den stratiformen Wolken beträgt die zeitliche Differenz zwischen den verwendeten Wolkenfeldern fünf Minuten.

Die räumlichen Ausmasse und Auflösungen der konvektiven Wolken entsprechen denen der stratiformen Wolken.

5.2.3 Mehrschichtige Wolken

Wolkenfelder, die eine oder mehrere unbewölkte horizontale Schichten zwischen den eigentlichen Wolkenschichten enthalten, werden in dieser Gruppe zusammengefasst. Von ihnen enthält der verwendete Datensatz 37 Fälle. Die Wolken mit separaten Schichten entstammen GESIMA-Läufen mit vier verschiedenen Initialisierungen. Die zugehörigen Initialprofile wurden Radiosondenmessungen zwischen 50°N und 70°N im Juli und August 1989 entnommen. Aus einer maximalen Integrationszeit von zwei Stunden und einem Zeitschritt von 10 Minuten ergeben sich maximal 13 Wolkenrealisierungen pro Initialisierungsprofil.

Die räumlichen Abmessungen sind 104 mal 104 km horizontal und 10 km vertikal mit einer horizontalen Auflösung von zwei km. Genau wie im Falle der stratiformen und konvektiven Wolken, variiert die vertikale Auflösung zwischen 100 m am Boden und 1 km am Oberrand des Modellgebietes.

6 Das Monte Carlo Strahlungstransportmodell

6.1 Einleitung

Eine Möglichkeit, den Strahlungstransport durch die dreidimensional inhomogene Atmosphäre zu berechnen, bietet die Monte Carlo Methode. Hier werden Streu- und Absorptionsprozesse direkt Photon für Photon simuliert. Da die Genauigkeit des Ergebnisses nur von der Anzahl der zum Ergebnis beitragenden Photonen N_P abhängt (Gleichung 29), erlaubt ein schnellerer Algorithmus bei gleicher Rechenzeit höhere Genauigkeiten. Der relative statistische Fehler \mathfrak{R} in den berechneten Strahlungsflussdichten ist umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Photonenanzahl:

$$\mathfrak{R} = \frac{100}{\sqrt{N_P}} \quad [\%] \quad (29)$$

Die Anforderungen an das Monte Carlo Verfahren lassen sich auf drei wesentliche Punkte beschränken:

1. Ortsbestimmung des Extinktionsprozesses
2. Festlegung der Art der Wechselwirkung (Streuung oder Absorption)
3. Bestimmung einer neuen Richtung des Photons nach der Streuung

Das hier benutzte Strahlungstransportmodell (GRIMALDI) basiert auf einem Modell von A. Macke und J. Mueller (Macke et al., 1997). GRIMALDI wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Programm- und Datenpakete, sowie Lösungsstrategien liefert das zugehörige Manual (Scheirer, 2000). In einem internationalen Vergleich verschiedener Modelle zur Lösung des Strahlungstransportproblems im dreidimensionalen Raum (*engl.* Intercomparison of 3D Radiation Codes, I3RC, Cahalan, 1999) wurde in der ersten von drei Vergleichsphasen gezeigt, dass die von GRIMALDI produzierten Ergebnisse sehr gut mit denjenigen anderer, unabhängig entwickelter Monte Carlo Modelle übereinstimmen. Auch gegenüber der SHDOM blieben die Abweichungen im Rahmen der statistischen Fehler. Damit sind systematische Fehler des hier entwickelten Monte Carlo Modells nahezu ausgeschlossen. Für einen Lauf mit $2 \cdot 10^8$ Photonen benötigt das Modell auf einer „Dec Alpha Workstation“ (AXP533 AU2) eine Rechenzeit von 4 bis 90 Minuten. Die Laufzeit ist stark abhängig von der Anzahl der Streuprozesse und damit von der optischen Dicke. Das für die Strahlungstransportberechnung in GRIMALDI benutzte Schema soll in diesem Kapitel kurz beschrieben werden.

6.2 Das verwendete Schema

Zur Bestimmung des Ortes einer Wechselwirkung wird jedes Photon beim Start mit einer „verfügbaren optischen Dicke“ Υ ausgestattet. Ausgehend von Gleichung 17, bei der die Transmission T^* als nicht normierte Wahrscheinlichkeit \tilde{P} interpretiert werden kann, dass ein Photonenbündel die optische Strecke τ ohne Wechselwirkungsprozess durchläuft, kann die verfügbare optische Dicke beschrieben werden durch:

$$r = \frac{\int_0^{\Upsilon} e^{-\tau} d\tau}{\int_0^{\infty} e^{-\tau} d\tau} \quad (30)$$

$$\Rightarrow \Upsilon = -\ln(r) \quad (31)$$

mit: r = gleichverteilte Zufallszahl ($0 < r < 1$)

Die Größe, die durch die Zufallszahl r als gleichverteilt angenommen wird, ist die direkte Transmission. Die bis zum nächsten Wechselwirkungsprozess zurückgelegte Wegstrecke hängt von den durchlaufenen Extinktionen in den verschiedenen Boxen ab (Abbildung 7). Der Ort einer Wechselwirkung ist erreicht, sobald gilt:

$$\Upsilon = \sum^I \text{step}_i \beta_{x_i}(x, y, z) \quad (32)$$

Die Schrittweite der Photonensprünge (step) wird so gewählt, daß stets eine (homogene) Modellbox durchquert wird. Ist der Betrag der verfügbaren optischen Dicke durch die akkumulierte optische Dicke überschritten, so wird zu dem Punkt zurückgesprungen, an dem beide Werte den gleichen Betrag haben.

Als nächster Schritt steht die Bestimmung der Art der Wechselwirkung an, also Streuung oder Absorption. Fände eine Absorption statt, so müsste konsequenterweise das gesamte Photon absorbiert werden. Im Falle einer Streuung setzte einzig eine Richtungsänderung ein. Potenziell stünden einem Photon mehr Informationen zur Verfügung, als dieses in der beschriebenen Weise zu nutzen vermag. Um die Rechnungen effektiver zu gestalten, werden die einzelnen Photonen als Photonenbündel betrachtet. Die Anzahl der Photonen in

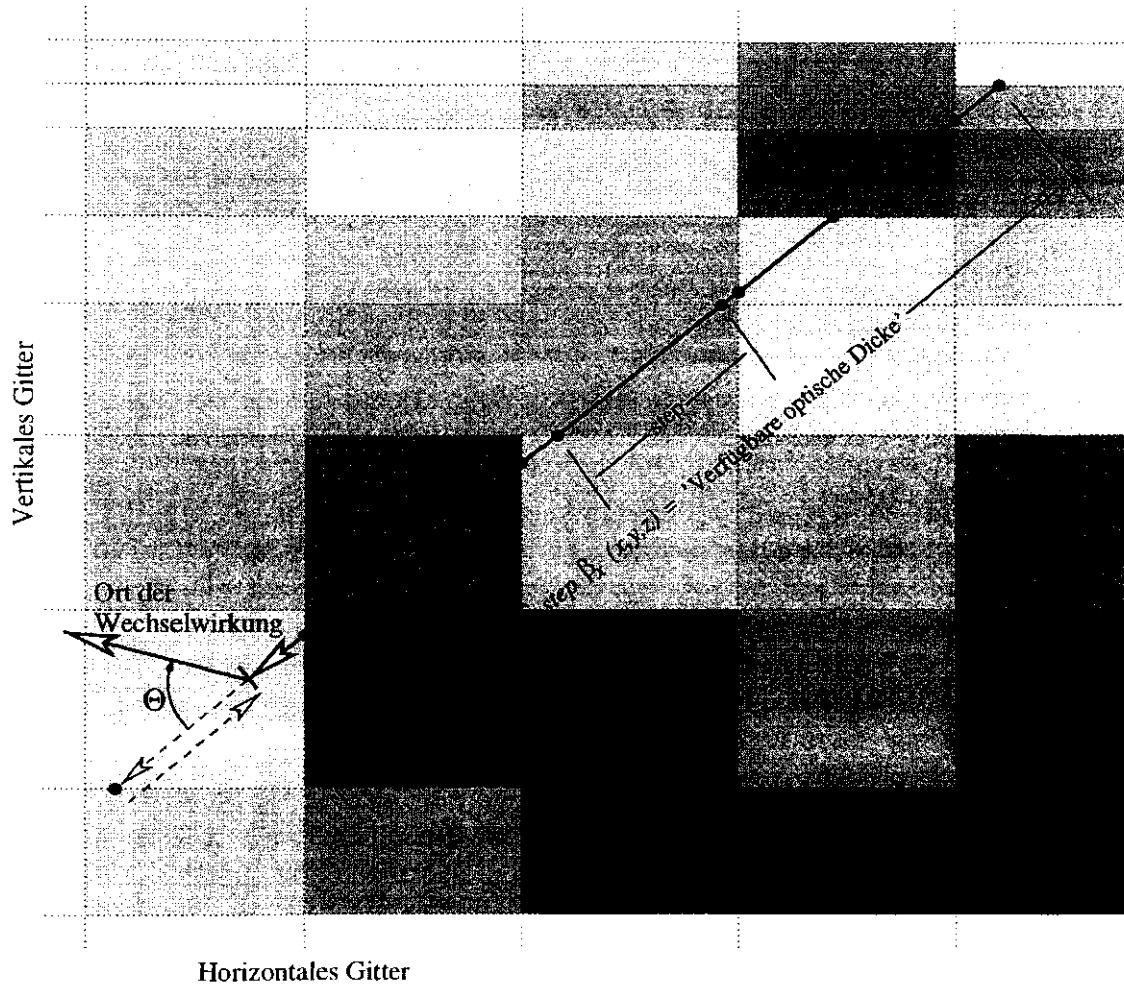


Abbildung 7: Bestimmung des Ortes der Wechselwirkung anhand der verfügbaren optischen Dicke.

einem solchen Bündel wird durch ein Gewicht (mit Anfangswert 1) beschrieben. Bei einer Wechselwirkung wird dieses Bündel nun sowohl gestreut als auch (für $\omega_0 < 1$) teilweise absorbiert. Die Absorption wird dadurch berücksichtigt, daß das Photonengewicht mit der lokalen Einfachstreueralbedo multipliziert wird. Das so gewonnene neue Gewicht gibt die Anzahl der Photonen im betrachteten Bündel nach den Streu- und Absorptionsprozessen an.

Im letzten Schritt muß die Richtung des Photonenbündels nach der Streuung bestimmt werden. Der isotrope azimuthale Streuwinkel wird direkt über eine gleichverteilte Zufallszahl

mit $\phi = 360 \cdot r$ bestimmt. Der zenitale Streuwinkel Θ ergibt sich aus der neuen Zufallszahl r und der lokalen Phasenfunktion P in Analogie zu Gleichung 30 gemäß:

$$r = \frac{\int_0^\Theta P(\Theta', x, y, z, \dots) \sin \Theta' d\Theta'}{\int_0^{180} P(\Theta', x, y, z, \dots) \sin \Theta' d\Theta'} \quad (33)$$

Die Phasenfunktionen oder Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (bei der Betrachtung von Photonen) werden in Nachschlagtabellen (*engl.* Lookup Table, LUT) transformiert, die jedem Zufallswert r ($0 < r < 1$) direkt einen zenitalen Streuwinkel zuordnen. Auf diese Weise entfallen die zeitaufwendigen Integrationen gemäß Gleichung 33, die bei jedem Streuprozess durchgeführt werden müssten. Es verbleiben lediglich Interpolationen zwischen den ganzzahligen Winkeladressen um die Verteilung der Streuwinkel zu glätten (eine detaillierte Beschreibung findet sich in Abschnitt D auf Seite 90). Im Gegenzug erhöht sich allerdings der Zeitaufwand bei der Initialisierung des Modellgebietes und der Speicherbedarf. Bei hoher optischer Dichte und mit zunehmender Photonenzahl (und zunehmender Genauigkeit) gewinnt dieses Verfahren allerdings an Effektivität.

Das Modellgebiet ist durch ein Gitter homogener Modellboxen repräsentiert. Diese Modellboxen sind vollständig beschrieben durch Position, geometrische Abmessungen, Volumen-Extinktionskoeffizient, Einfachstreueralbedo und Phasenfunktion. Treten innerhalb einer Box mehrere Phasenfunktionen auf (z.B. Rayleigh- und Mie-Streufunktion) so wird die effektive Phasenfunktion P_{eff} für die jeweilige Box bestimmt durch eine Mittelung über alle Streumediten, gewichtet mit deren Volumen-Streukoeffizienten:

$$P_{eff}(\Theta, x, y, z, \dots) = \frac{\sum_{m=1}^M P_m(\Theta, \dots) \beta_{sm}(x, y, z)}{\sum_{m=1}^M \beta_{sm}(x, y, z)} \quad (34)$$

mit : $m = \text{Aktuelles Streumedium}$

Der effektive Volumen-Extinktionskoeffizient ergibt sich aus der Summe aller auftretenden Volumen-Extinktionskoeffizienten gemäß:

$$\beta_{x_{eff}}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \beta_{x_m}(x, y, z) \quad (35)$$

Für den effektiven Volumen-Streukoeffizienten gilt analog:

$$\beta_{s_{eff}}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \beta_{s_m}(x, y, z) \quad (36)$$

Zur Bestimmung der effektiven Einfachstrealbedo bietet sich der Umweg über die Streukoeffizienten an. Nach Gleichung 3 lässt sich die effektive Einfachstrealbedo auf die bekannten Größen β_{x_m} und ω_{0_m} zurückführen:

$$\begin{aligned} \omega_{0_{eff}} &= \frac{\beta_{s_{eff}}}{\beta_{x_{eff}}} \\ &= \frac{\sum_{m=1}^M \omega_{0_m}(x, y, z) \beta_{x_m}(x, y, z)}{\sum_{m=1}^M \beta_{x_m}(x, y, z)} \end{aligned} \quad (37)$$

Gleichung 37 macht deutlich, dass man die effektive Einfachstrealbedo über eine Wichtung mit den jeweiligen Extinktionskoeffizienten erhält.

7 Anwendungen

In diesem Kapitel werden die eigentlichen Anwendungen von GRIMALDI auf aktuelle Probleme des dreidimensionalen Strahlungstransportes detailliert beschrieben.

7.1 Einfluss der Wasserdampf-Verteilung auf die solaren Flüsse inhomogener Wolken

7.1.1 Einleitung

Die Tatsache, dass mit idealisierten, planparallelen und horizontal homogenen Wolken im Vergleich zu dreidimensional inhomogenen Wolken gleicher mittlerer Eigenschaften ein verändertes solares Strahlungsfeld erzeugt wird, ist seit geraumer Zeit bekannt. Speziell für den Anteil der reflektierten Solarstrahlung werden diese Unterschiede mit dem Begriff „Albedo-Bias“ beschrieben (Cahalan et al., 1994). Die Inhomogenität einer Wolke bezieht sich allerdings nicht ausschließlich auf ihre flüssigen und festen Anteile sondern auch auf die Wasserdampfverteilung. Ein Beispiel für die horizontale Wasserdampfverteilung einer

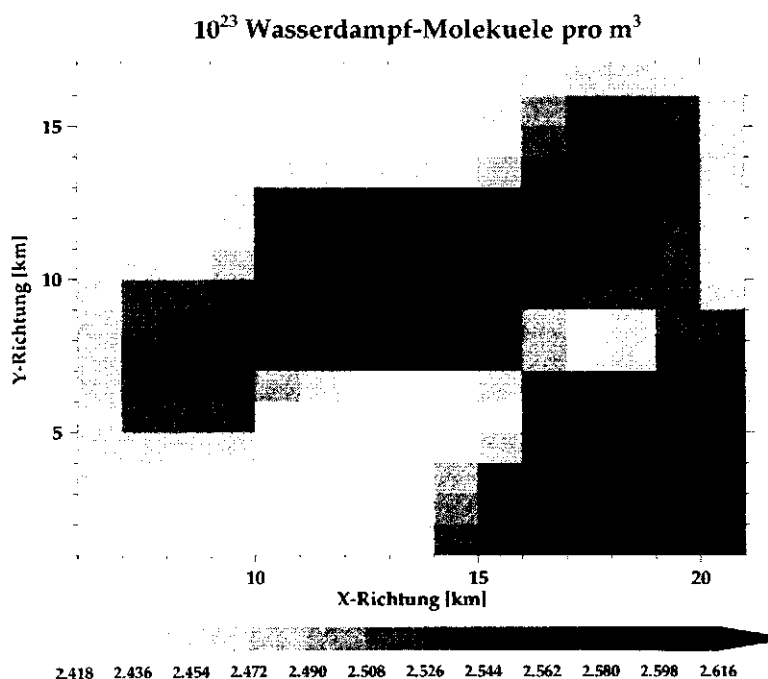


Abbildung 8: Horizontale Wasserdampf-Verteilung in konvektiver Bewölkung. Schnitt in ca. 1.4 km Höhe durch eine mittels GESIMA realisierte, dreidimensionale Wolke.

konvektiven Wolke (Form und optische Dicke dieser Wolke sind in Abbildung 17 a und b auf Seite 57 dargestellt), basierend auf einer GESIMA Realisierung, ist in Abbildung 8 dargestellt. So, wie in diesem Beispiel, weisen Boxen mit einem großen Extinktionskoeffizienten bezüglich der festen und flüssigen Hydrometeore auch eine hohe Wasserdampfkonzentration auf. In allen bisherigen Strahlungstransportrechnungen wird diese horizontale Inhomogenität der Atmosphäre vernachlässigt (z.B. Ramaswamy und Freidenreich, 1992); nur die vertikalen Änderungen werden berücksichtigt.

Noch immer ist die Frage ungeklärt, ob die von Cess et al. (1995) aufgestellte Behauptung, nach der die bewölkte Atmosphäre weitaus mehr solare Strahlung absorbiere als globale Atmosphärenmodelle (*engl.* General Circulation Model, GCM) zu simulieren im Stande seien (auch Wiscombe, 1995 oder Evans et al., 1995), zutreffend ist oder ob z.B. Messfehler für die aufgetretenen Differenzen verantwortlich sind. Untersucht wurde diese Diskrepanz zwischen „gemessenen“ und simulierten Absorptionen anhand des Wolken-Strahlungsantrieb Verhältnisses (*engl.* Cloud Radiative Forcing Ratio, CRFR). Dieser Umweg ist notwendig, da die Absorption keine Größe ist, die sich direkt messen lässt, sondern über gemessene Strahlungsflussdichten berechnet wird. Das CRFR bestimmt sich nach (z.B. Li et al., 1995):

$$CRFR = \frac{CRF_{SFC}}{CRF_{TOA}} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \text{Dabei sind: } CRF_{SFC} &= \text{Wolken-Strahlungsantrieb am Boden } [W m^{-2}] \\ &= (F_{SFCALL}^{\downarrow} - F_{SFCALL}^{\uparrow}) - (F_{SFCCLR}^{\downarrow} - F_{SFCCLR}^{\uparrow}) \\ F^{\downarrow}, F^{\uparrow} &= \text{Ab- bzw. aufwärtsgerichtete Strahlungsflussdichten} \\ &\quad \text{am Boden für die gesamte Säule (ALL) und die} \\ &\quad \text{wolkenfreie Säule (CLR)} \\ CRF_{TOA} &= \text{Entspricht } CRF_{SFC} \text{ am Oberrand der Atmosphäre } [W m^{-2}] \end{aligned} \quad (39)$$

Im Allgemeinen bedeutet ein $CRFR > 1$, dass die Absorption innerhalb der Atmosphärensäule durch Wolken erhöht wird. Während die von GCMs errechneten CRFR bei etwa 1 liegen, ergeben sich aus Messungen an verschiedenen Orten CRFR Werte von etwa 1.5 (Cess et al., 1995). Das würde einer Unterschätzung der Absorption seitens der Modelle um ca. $25 W m^{-2}$ entsprechen. Zum Vergleich: Der Wert für den Strahlungsantrieb durch die erhöhte CO_2 Konzentration der Atmosphäre von der vorindustriellen

Zeit bis zum Jahre 1992 wird mit etwa 1.6 W m^{-2} angegeben (IPCC WG I, 1996). In der Folgezeit erschienen einige Untersuchungen, die sich kritisch mit dem Phänomen der anomalen Absorption auseinander setzten. So bemängelte z.B. Imre et al. (1996), dass es keine einheitliche Definition für „wolkenfrei“ gebe, andererseits die CRFR stark von den Strahlungsflussdichten der wolkenfreien Atmosphäre abhängen (Gleichung 39). Bis heute ist umstritten, ob und in welchem Umfang GCMs die Absorptionen innerhalb der Wolken systematisch unterschätzen.

Das erste Ziel dieser Untersuchung ist es, herauszufinden, ob die Vernachlässigung der horizontalen Inhomogenität innerhalb der Gasatmosphäre verantwortlich ist für die Unterschätzung der Wolkenabsorption in GCMs.

7.1.2 Wolkenfelder

Für diese Untersuchung standen 96 Wolkenrealisierungen zur Verfügung, davon sind 46 konvektiv und 50 stratiform (ausführlich beschrieben in Kapitel 5.2 auf Seite 30). Die Bestimmung der für den Strahlungstransport relevanten optischen Eigenschaften der Wolken erfolgt wie in Abschnitt 4 auf Seite 25 beschrieben.

7.1.3 Die Gasatmosphäre

Für die Bestimmung der Absorption an Gasmolekülen (hier an Wasserdampf und Sauerstoff) ist die Berechnung der Einfachstreueralbedo (ω_0) notwendig. Wie in Abschnitt 3.2 auf Seite 15 ff beschrieben, wird für jedes der fünf Initialisierungsprofile und für jeden in Tabelle 2 dargestellten Spektralbereich ein molekulares Absorptionsquerschnitts-Profil $\hat{k}(z)$ nach Gleichung 21 berechnet. Die horizontale Inhomogenität der Gasatmosphäre wird dadurch berücksichtigt, dass in der Berechnung des Absorptionskoeffizienten $k(x, y, z)$ nach Gleichung 4 die räumliche Inhomogenität der Moleküldichte $\rho(x, y, z)$ eingeht. Streng genommen müsste für jede Modellbox ein molekularer Absorptionsquerschnitt bestimmt werden. Variationen von \hat{k} können durch Variationen der Linienintensität (Funktion der Temperatur), der Linienform (Funktion von Druck und Temperatur) oder des Sättigungsverhaltens (Funktion von Schichtdicke und Moleküldichte) hervorgerufen werden. In der Horizontalen sind diese Änderungen auf den hier betrachteten Skalen von wenigen Kilometern so gering, dass sie den immensen zusätzlichen Rechenaufwand nicht rechtfertigen.

Tabelle 2: Wellenlängenbereiche, zentrale Wellenlängen, Wichtungsfaktoren und solare Strahlungsflüsse für die betrachteten Spektralbänder, nach Stephens et al. (1990).

Bereich[μm]	$\lambda[\mu\text{m}]$	Gewicht	Strahlungsfluss[W/m^2]
0.2 - 0.7	0.44	0.4732134	634.17
0.7 - 0.84	0.77	0.123968	166.14
0.84 - 1.26	1.05	0.21463362	287.64
1.26 - 1.32	1.29	0.018095068	24.25
1.32 - 2.46	1.89	0.1404028	188.16
2.46 - 4.0	3.12	0.029687104	39.79
			$\Sigma = 1340.15$

7.1.4 Monte Carlo Strahlungstransport

Die Strahlungstransportrechnungen wurden mit einer frühen Version (0.6) des Monte Carlo Modells GRIMALDI durchgeführt. In dieser Version wurden die Photonensprünge mit einer festen Schrittweite (ein Zehntel des kleinsten Gitterabstandes, um möglichst wenige Boxen zu überspringen) gerechnet. Dieses Verfahren ließ nur wenige Simulationen zu, da es im Vergleich zu den späteren Versionen sehr viel langsamer war.

Der Einfluss des Wolkenachsen-Verhältnisses (siehe Aspect Ratio auf Seite 32) wurde durch Verwendung horizontal periodischer Randbedingungen minimiert. Die Eintrittspunkte der Photonen wurden zufällig auf der oberen Grenzfläche verteilt. Der solare Zenitwinkel betrug 45° , der Azimut wurde für jedes Photon zufällig gewählt, um die Ergebnisse unabhängig von einzelnen solaren Azimutwinkeln zu halten.

Es hat sich herausgestellt (Gleichung 29 auf Seite 33), dass 10^6 Photonen ausreichen, um statistisch stabile gebietsgemittelte Strahlungsflüsse zu simulieren.

Die Strahlungstransportrechnungen wurden für die folgenden Fälle durchgeführt:

- Wolken im Vakuum
- Wolken eingebettet in einer horizontal homogenen Atmosphäre
- Wolken eingebettet in einer dreidimensional inhomogenen Atmosphäre

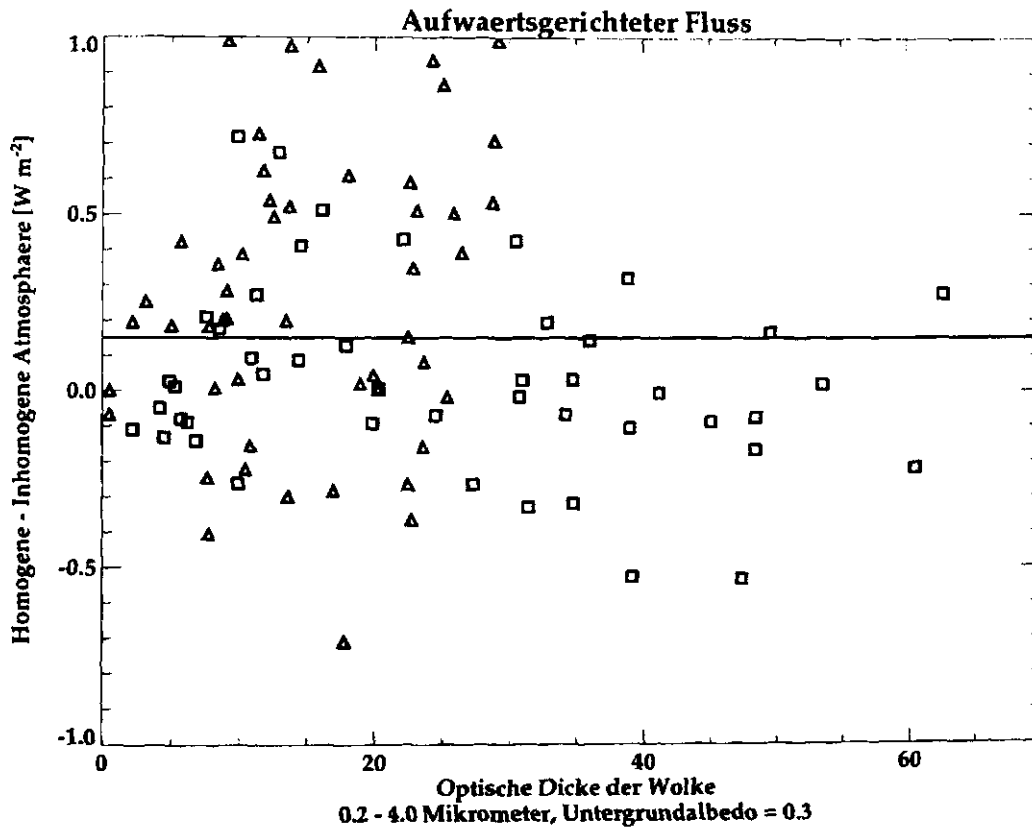


Abbildung 9: Einfluss der horizontal inhomogenen Atmosphäre auf die Albedo. Unterschieden werden konvektive Wolken (Δ) und stratiforme Wolken (\square). Die durchgezogene Linie gibt den Mittelwert über alle Wolkenrealisierungen an.

Bei den Rechnungen zum ersten Punkt (Wolken im Vakuum) handelt es sich um ein Kontrollexperiment. Ergebnisse hierzu werden in dieser Arbeit nicht vorgestellt. Die dreidimensional inhomogene Struktur der flüssigen und festen Wolkenpartikel hat in allen Fällen unverändert Bestand. Veränderungen der horizontalen Verteilung betreffen ausschließlich atmosphärische Gase. Um den Einfluss von Untergrundreflexionen zu prüfen wurden alle Rechnungen mit Untergrundalbeden von 0.0 (was in etwa der Albedo des Ozeans entspricht) und 0.3 (dem anderen Extrem, also die Albedo sehr heller Landflächen) durchgeführt. Die Untergrundreflexionen wurde als isotrop festgelegt.

Es hat sich herausgestellt, dass die Wahl der Untergrundalbedo keinen bemerkenswerten Einfluss auf die berechneten Strahlungsflussdichtedifferenzen hat. Eine zusätzliche leichte Beleuchtung von der Wolkenunterseite verändert die betrachteten Differenzen also kaum.

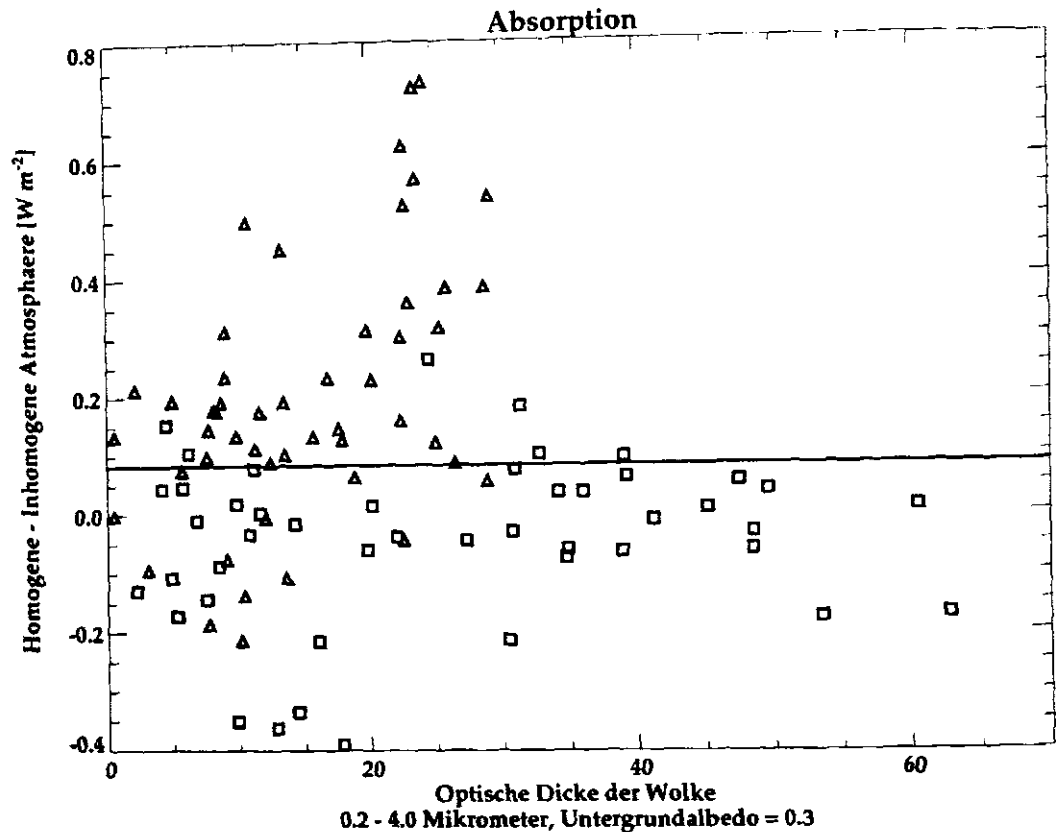


Abbildung 10: Einfluss der inhomogenen Atmosphäre auf die atmosphärische Absorption. Unterschieden werden konvektive Wolken (Δ) und stratiforme Wolken (\square). Der Mittelwert über alle optische Dicken wird von der durchgezogenen Linie repräsentiert.

Das lässt sich damit erklären, dass durch den variablen Azimut und den SZW von 45° ohnehin alle Wolkenbereiche für die Photonen „sichtbar“ sind. Dieser diffuse Charakter der Beleuchtung lässt eine Erhöhung der Bodenalbedo wirken wie eine vermehrte Anzahl einfallender Photonen, welche bereits bei der gewählten Anzahl von 10^6 Photonen stabile Strahlungsflüsse liefert. Alle im Folgenden dargestellten Ergebnisse beziehen sich deshalb auf die Rechnungen mit einer Untergrundalbedo von 0.3.

7.1.5 Ergebnisse

Abbildung 9 zeigt, dass die absoluten Differenzen in der breitbandigen (0.2 bis $4.0 \mu\text{m}$) Albedo zwischen den Rechnungen mit horizontal homogener Atmosphäre und dreidimensional inhomogener Atmosphäre kleiner als 1 Watt pro Quadratmeter sind. Das bedeutet,

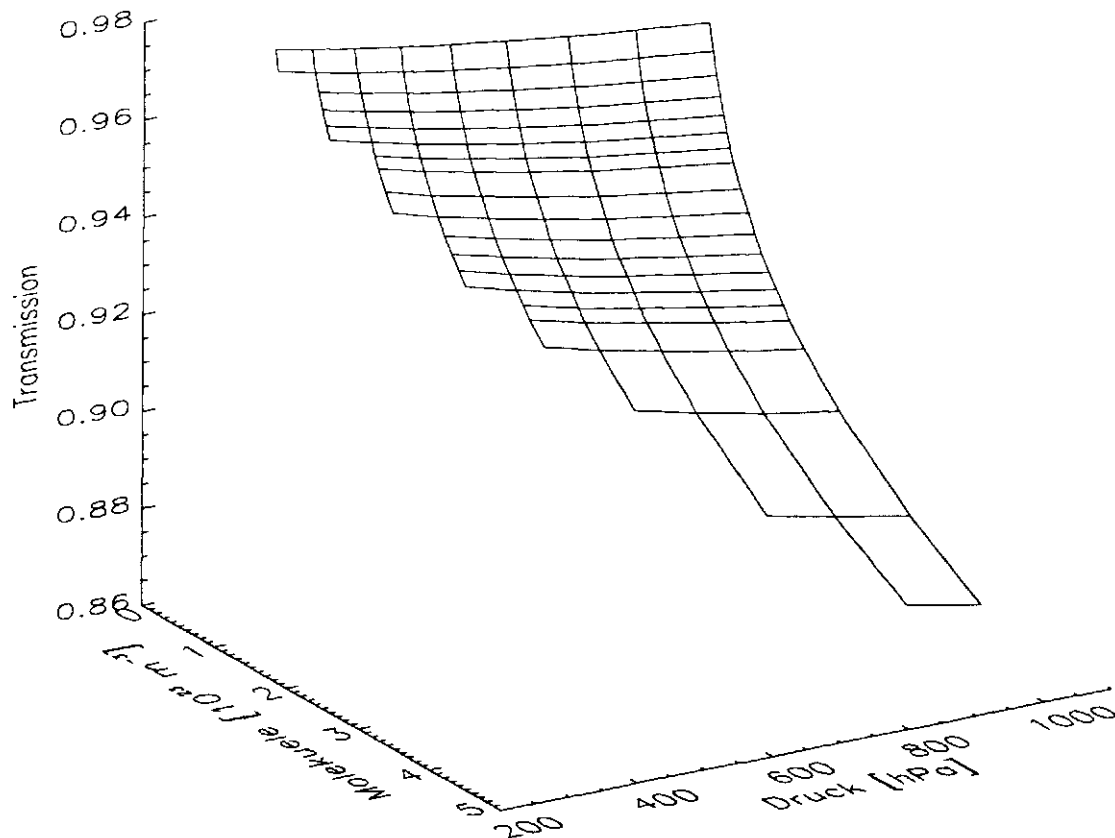


Abbildung 11: Breitbandige ($0.2\mu\text{m} - 4.0\mu\text{m}$) Transmission bezüglich der Wasserdampf-absorption einer konstanten Schichtdicke von 200 m als Funktion von Wasserdampfgehalt und Höhe (nach einem Standardprofil des Sommers in mittleren Breiten nach Ellingson et al. (1991)).

dass der Unterschied weniger als 0.1 % des einfallenden solaren Strahlungsflusses ausmacht.

Die Unterschiede in der atmosphärischen Absorption (horizontal homogen - horizontal inhomogen) reichen von -0.4 bis 0.8 Watt pro Quadratmeter (Abbildung 10).

Aus diesen geringen Differenzen lässt sich schließen, dass die Gasatmosphäre für einen begrenzten Raum durch einzig in vertikaler Richtung variierende optische Eigenschaften hinreichend genau beschrieben ist.

Die größten Unterschiede lassen sich bei den konvektiven Wolken beobachten. Das resultiert aus der starken Korrelation zwischen optischer Dicke und dem Wasserdampfgehalt der einzelnen Wolkenboxen. Die horizontale Inhomogenität der Wasserdampfverteilung

ist für konvektive Wolken also sehr viel höher als für stratiforme Wolken. Das hat zur Folge, dass nach der künstlichen horizontalen Homogenisierung, die in dieser Studie zur Anwendung kommt, die Gasatmosphäre stratiformer Wolken näher an dem dreidimensional inhomogenen Ursprungsfeld liegt, als es für die Gasatmosphäre konvektiver Wolken der Fall ist. Damit unterscheiden sich auch die Strahlungsfelder der stratiformen Fälle weniger, als die der konvektiven.

Der geringe Unterschied in Albedo und Absorption zwischen den verschiedenen horizontalen Verteilungen des Wasserdampfes kann zum Teil auch durch die funktionale Abhängigkeit der Transmission von Luftdruck und Feuchte erklärt werden. Abbildung 11 zeigt die Transmission bezüglich des Wasserdampfes in Abhängigkeit von der Anzahl der Wasserdampfmoleküle ($1 \cdot 10^{21}$ - $5 \cdot 10^{23}$ pro Kubikmeter) und des Luftdruckes (1013 - 281 hPa). Bewegt man sich auf der dargestellten Fläche innerhalb eines Druckbereiches nur wenig in der Moleküldichte (das ist der Fall bei einer Wolkenrealisierung innerhalb einer Schicht), so ändert sich die Transmission im betrachteten Bereich nahezu linear mit der Moleküldichte. Das Mittel der Transmissionen einer Schicht ist also in etwa identisch mit der Transmission einer gemittelten Schicht.

Durch die hohe Korrelation von optischer Dicke und Wasserdampfgehalt könnte man vermuten, dass die atmosphärische Absorption im dreidimensional inhomogenen Fall durch die längeren Photonenwege in den optisch dicken Regionen erhöht wird. Die Absorption an den Wolkenhydrometeoren dominiert jedoch die Gesamtaborption, so dass unterschiedliche Wasserdampfverteilungen nicht ausreichen, um größere Abweichungen in der atmosphärischen Absorption herbeizuführen.

7.1.6 Schlussfolgerung

Es konnte gezeigt werden, dass die Idealisierung der Gasatmosphäre als horizontal homogen im Vergleich zu einer realistischeren dreidimensional inhomogenen weder einen nennenswerten Einfluss auf die Albedo noch auf die atmosphärische Absorption hat (siehe auch Scheirer und Macke, 2000). Eine systematische Unterschätzung der Absorption seitens der vereinfacht repräsentierten Gasatmosphäre konnte nicht nachgewiesen werden. Damit scheidet diese Art der Vereinfachung als Kandidat für eine Begründung der anomalen Absorption aus. Allerdings beruht diese Folgerung auf simulierten Wolkenfeldern mit hohen Korrelationen zwischen Wasserdampfgehalt und optischer Dicke der Wolkenboxen.

7.2 Die Genauigkeit der „Unabhängige Säulen Approximation“ bei der Berechnung abwärtsgerichteter Flüsse in Spektralbereichen von UV-A, UV-B und PAR

7.2.1 Einleitung

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit den Auswirkungen der Wolkeninhomogenitäten auf die direkten und totalen Transmissionen zum Erdboden in den Spektralbereichen von UV-B ($0.28 \mu\text{m} - 0.32 \mu\text{m}$), UV-A ($0.32 \mu\text{m} - 0.4 \mu\text{m}$) und PAR (Photosynthetisch aktive Strahlung, *engl.* Photosynthetic Active Radiation, $0.4 \mu\text{m} - 0.7 \mu\text{m}$), den Bereichen mit dem größten Einfluss auf Bio-Organismen (Diffey, 1991). Es soll untersucht werden, ob die „Unabhängige Säulen Approximation“ (*engl.* Independent Column Approximation (im Folgenden ICA genannt)) zu Fehlern führt und wie groß diese werden können.

Bisherige Arbeiten, die sich mit der dreidimensionalen Strahlungstransport-Theorie befassten, konzentrierten sich auf die Albedo oder die atmosphärische Absorption (z.B. Chambers et al. (1997a) oder Fu et al. (2000)), während Studien zur UV Bestrahlung des Erdbodens auf eindimensionale Strahlungstransport-Rechnungen beschränkt waren (z.B. Charache et al. (1994)) oder auf Untersuchungen sehr weniger Wolkenrealisierungen beruhten (z.B. O'Hirok und Gautier (1998b), Meerkötter und Degünther (1999)).

7.2.2 Wolkenfelder

Wie in Kapitel 7.1 sind alle hier verwendeten Wolkenfelder mittels GESIMA berechnet worden. Für diese Untersuchung wurden 133 Wolkenrealisierungen benutzt, davon sind 46 stratiform, 50 konvektiv und 37 Fälle zeichnen sich durch separate Schichtungen aus (genauere Beschreibung in 5.2 auf Seite 30). Die Bestimmung der für den Strahlungstransport relevanten optischen Eigenschaften der Wolken erfolgt wie in Abschnitt 4 auf Seite 25 beschrieben.

7.2.3 Die Gasatmosphäre

Absorption durch Gasmoleküle (hier durch Wasserdampf, Sauerstoff und Kohlendioxid) wird anhand der Einfachstreueralbedo ω_0 beschrieben. Die Berechnung der optischen Eigenschaften aller neun Startprofile erfolgt für alle spektralen Bänder (Tabelle 3), wie bereits in Kapitel 7.1.3 auf Seite 41 beschrieben.

Tabelle 3: Wellenlängenbereiche, zentrale Wellenlängen und solare Strahlungsflüsse für die betrachteten Spektralbänder, berechnet nach Thekaekara (1974).

Name	Bereich[μm]	$\lambda[\mu\text{m}]$	Strahlungsfluss[W/m^2]
UV-B	0.28-0.32	0.30	22.39
UV-A	0.32-0.40	0.36	88.03
PAR	0.40-0.70	0.55	516.23

7.2.4 Monte Carlo Strahlungstransport

Um den Einfluss der unterschiedlichen Wolkenachsen-Verhältnisse (aspect ratios) zu minimieren wurden im Monte Carlo Strahlungstransportmodell horizontale reflektierende Randbedingungen eingesetzt. Reflektierende Randbedingungen vermeiden, im Gegensatz zu periodischen Randbedingungen, starke (künstliche beim Überschreiten der Modellgrenzen erzeugte) horizontale Gradienten.

Die Eintrittspunkte der Photonen wurden zufällig auf der Modelloberfläche verteilt. Der azimutale Sonnenwinkel wurde ebenfalls, für jedes Photon neu, zufällig gewählt. Der Modellboden ist schwarz.

Sensitivitätsstudien haben gezeigt, dass eine Menge von $2 \cdot 10^6$ Photonen ausreicht um statistisch stabile Strahlungsflüsse für das Gebietsmittel zu erhalten. Zuverlässige Aussagen über horizontale Transporte zwischen einzelnen Säulen erfordern $2 \cdot 10^8$ Photonen um unter einem statistischen Fehler von 1% zu bleiben.

Strahlungstransportberechnungen wurden für fünf verschiedene solare Zenitwinkel (im Folgenden SZW), nämlich 15° , 30° , 45° , 60° und 75° und folgende Wolkengeometrien durchgeführt:

- Dreidimensional inhomogene Wolke (3D)
- Säule für Säule inhomogene Wolke (ICA)
- Horizontal homogene und planparallel Wolke (PPHOM), ein Spezialfall der ICA

Das ergibt 1995 Experimente für jeden Spektralbereich (133 Wolken, 5 solare Zenitwinkel und 3 verschiedene Geometrien).

7.2.5 Ergebnisse

Der stärkste Einfluss auf die Strahlungsflüsse in den drei betrachteten Spektralbändern (UV-A, UV-B und PAR) wird durch die Streuung und Absorption an den Wolkenteilchen ausgeübt (siehe auch Scheirer und Macke, 2001). Weniger effektiv wirkt hier die Rayleighstreuung und am schwächsten ausgeprägt ist der Einfluss der molekularen Gasabsorption. Die optischen Eigenschaften der Wolken-Hydrometeore zeigen in allen drei Spektralbändern ein sehr ähnliches Verhalten. Das ist eine direkte Folge der nahezu konstanten Brechungsindizes in allen betrachteten Wellenlängenintervallen. Aus diesem Grund beschränkt sich die folgende Diskussion auf die Ergebnisse der Rechnungen im UV-A Bereich.

Um die speziellen Fehler aufzufinden, die durch eine Vereinfachung des dreidimensionalen Strahlungstransportes (ICA und PPHOM) entstehen, sind in den Abbildungen 13 - 16 Intensitäten (3D gegen PPHOM und ICA im jeweils oberen Diagramm) und Flussdifferenzen (PPHOM und ICA - 3D im jeweils unteren Diagramm) dargestellt. Die verschiedenen Wolkentypen (konvektiv, stratiform und mehrschichtig) sind durch unterschiedliche Symbole getrennt, die Farben markieren verschieden Sonnenzenitwinkel. Im Folgenden bedeuten die Ausdrücke „unterschätzen“ und „überschätzen“ geringere, bzw. höhere Werte als in der 3D Rechnung (ergänzende Abbildungen in Abschnitt E ab Seite 92).

In Abbildung 13 wird die direkte Transmission und der direkte abwärtsgerichtete Fluss am Modelluntergrund zwischen den 3D und den PPHOM Wolken verglichen. Generell lässt sich erkennen, dass eine Vereinfachung des Problems auf horizontal homogene Wolken zu einer Unterschätzung der direkten Transmission führt. Dieses lässt sich mit dem exponentiellen Zusammenhang zwischen direkter Transmission und optischer Dicke erklären (Abbildung 12 und Gleichung 40).

$$\bar{T}_{3D} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N e^{-\tau_n} > T(\bar{\tau}) = e^{-\bar{\tau}} \quad (40)$$

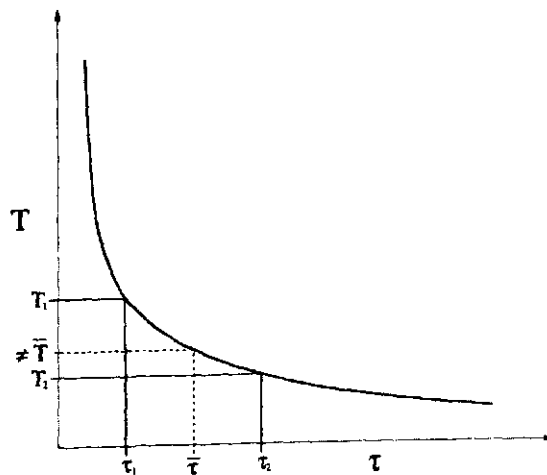


Abbildung 12: Zusammenhang von Transmission und optischer Dicke.

Die Nichtlinearität ist am stärksten ausgeprägt bei Wolken mit geringen mittleren optischen Dicken. Die größten Differenzen sind

bei den besonders inhomogenen konvektiven und mehrschichtigen Wolken zu finden. Die Unterschiede nehmen mit abnehmenden Sonnenzenitwinkeln zu. Im Gegensatz zum 3D Fall lassen einige Rechnungen mit PPHOM Wolken keine direkte Transmission zu. Das liegt daran, dass im 3D Feld vorhandene Wolkenlücken, die eine erhöhte direkte Transmission erlauben, durch horizontale Homogenisierung geschlossen werden.

Die im unteren Diagramm dargestellten Strahlungsflussdichtedifferenzen erreichen 44 W m^{-2} . Dieses entspricht etwa 50% des einfallenden solaren Flusses (Tabelle 3). Die größten Unterschiede zeigen sich bei den Wolken mit den stärksten Inhomogenitäten, also den konvektiven und den mehrschichtigen Wolken. Die Differenzen sind nahezu unabhängig von der optischen Dicke. Es lässt sich lediglich eine schwache Tendenz von abnehmender Differenz mit wachsendem τ erkennen, was der in etwa linearen Albedo zu τ Beziehung für optisch dicke Wolken entspricht. Diese Beziehung ist auch eine mögliche Erklärung für die größeren Strahlungsflussdichtedifferenzen bei kleineren Sonnenzenitwinkeln (an den horizontalen Linien zu erkennen), denn ein flacherer Sonnenstand führt zu einer geometrischen Wegverlängerung und somit zu einer Erhöhung der von den Photonen „gesehen“ optischen Dicke. Des weiteren lässt sich dieser Unterschied damit erklären, dass bei flachem Sonnenstand der zur Verfügung stehende solare Strahlungsfluss geringer ist. Flach einfallende Photonen „sehen“ homogenere Flächen, damit wirken die für konvektive Wolken typischen vertikalen Lücken (wolkenfreie Säulen) nicht mehr so stark.

Die Ergebnisse für die totale Transmission und den totalen abwärtsgerichteten Strahlungsfluss sind in Abbildung 14 dargestellt. Zunächst fällt in Abbildung 14a auf, dass die homogenen Wolken die totale Transmission am stärksten für mittlere Transmissionen unterschätzen, also in den Bereichen, in denen der nichtlineare Zusammenhang zwischen Transmission und optischer Dicke am stärksten ist. In den meisten Fällen unterschätzt die PPHOM Approximation die totale Transmission am stärksten für konvektive Wolken. Abweichungen bei den stratiformen Wolken weisen fast durchgängig sehr geringe Werte auf. Eine Ausnahme bildet eine Serie von Wolken mit totalen Transmissionen zwischen 0.05 und 0.21. Diese Wolken zeichnen sich bezüglich der Eispartikel durch einen geringen effektiven Radius in Verbindung mit hoher optischer Dicke aus und können als Cirrostratus mit hoher Albedo beschrieben werden. Die erhöhte Albedo ist hier eine direkte Folge des geringen effektiven Radius, da dieser zu isotroperen effektiven Streufunktionen führt. Optisch dünnere Teile dieser Wolken (im 3D Fall) können die totale Transmission im Vergleich mit dem PPHOM Rechnungen effektiv erhöhen.

Abbildung 14b zeigt, dass die größten Unterschiede in den abwärts gerichteten Strahlungsflussdichten bei optischen Dicken um 15 auftreten. Homogene Wolken unterschätzen die

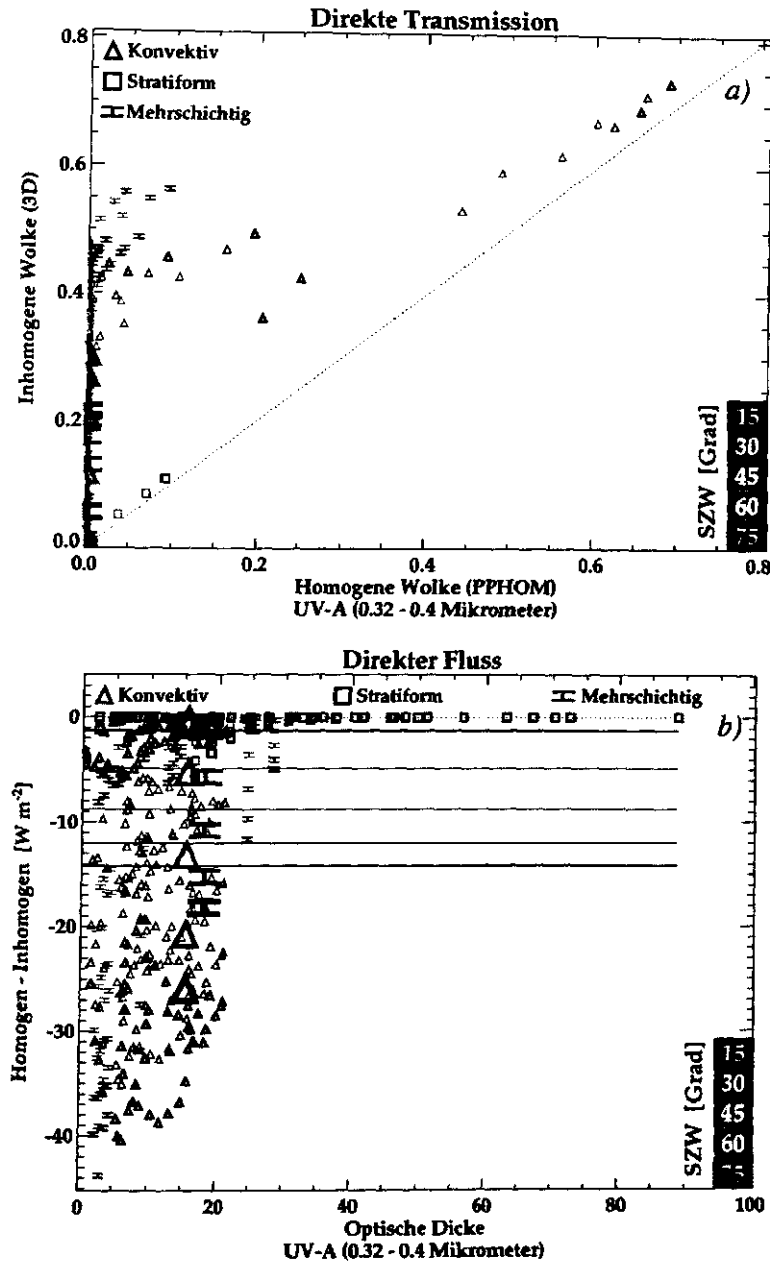


Abbildung 13: Direkte Transmission (a) und Differenz der direkten abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse für horizontal homogene und dreidimensional inhomogene Wolken. Die farbigen Linien (b) markieren die gemittelten Differenzen bei den jeweiligen SZW. Die großen Symbole bezeichnen die Wolken, die speziell untersucht wurden (Seite 59ff).

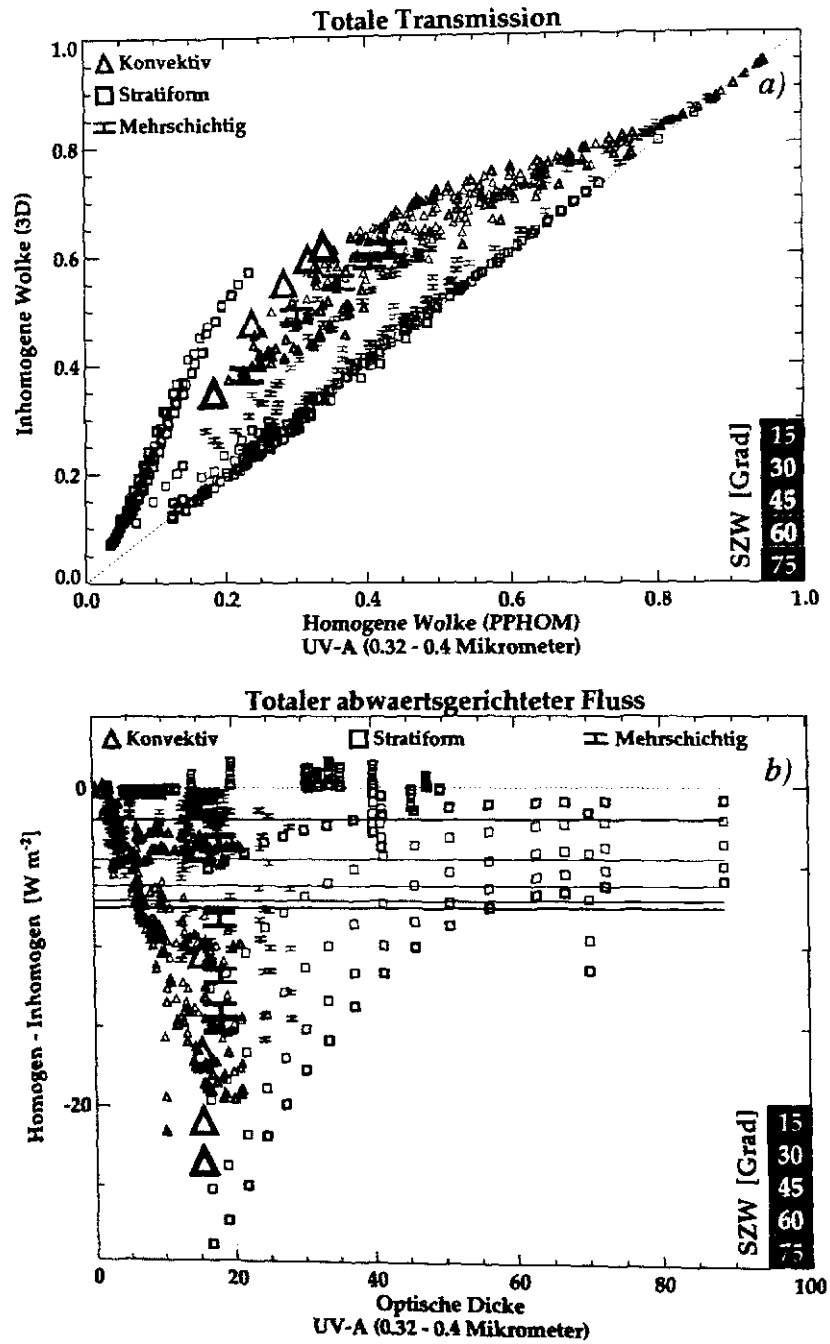


Abbildung 14: Wie Abbildung 13, jedoch für die totale Transmission und den totalen abwärtsgerichteten Strahlungsfluss.

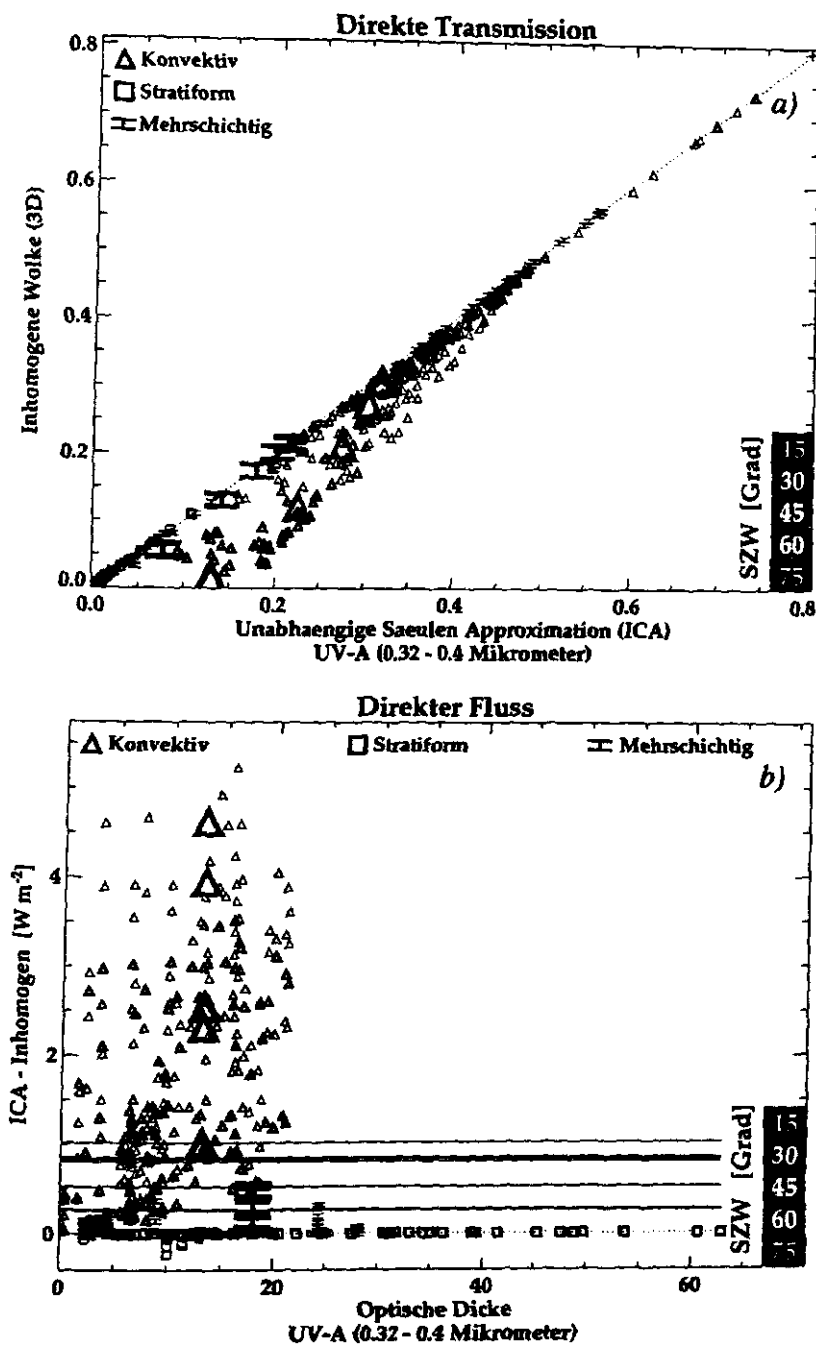


Abbildung 15: Wie Abbildung 13, jedoch werden hier die Rechnungen der „Unabhängige Säulen Approximation“ mit denen der dreidimensional inhomogenen Wolken verglichen.

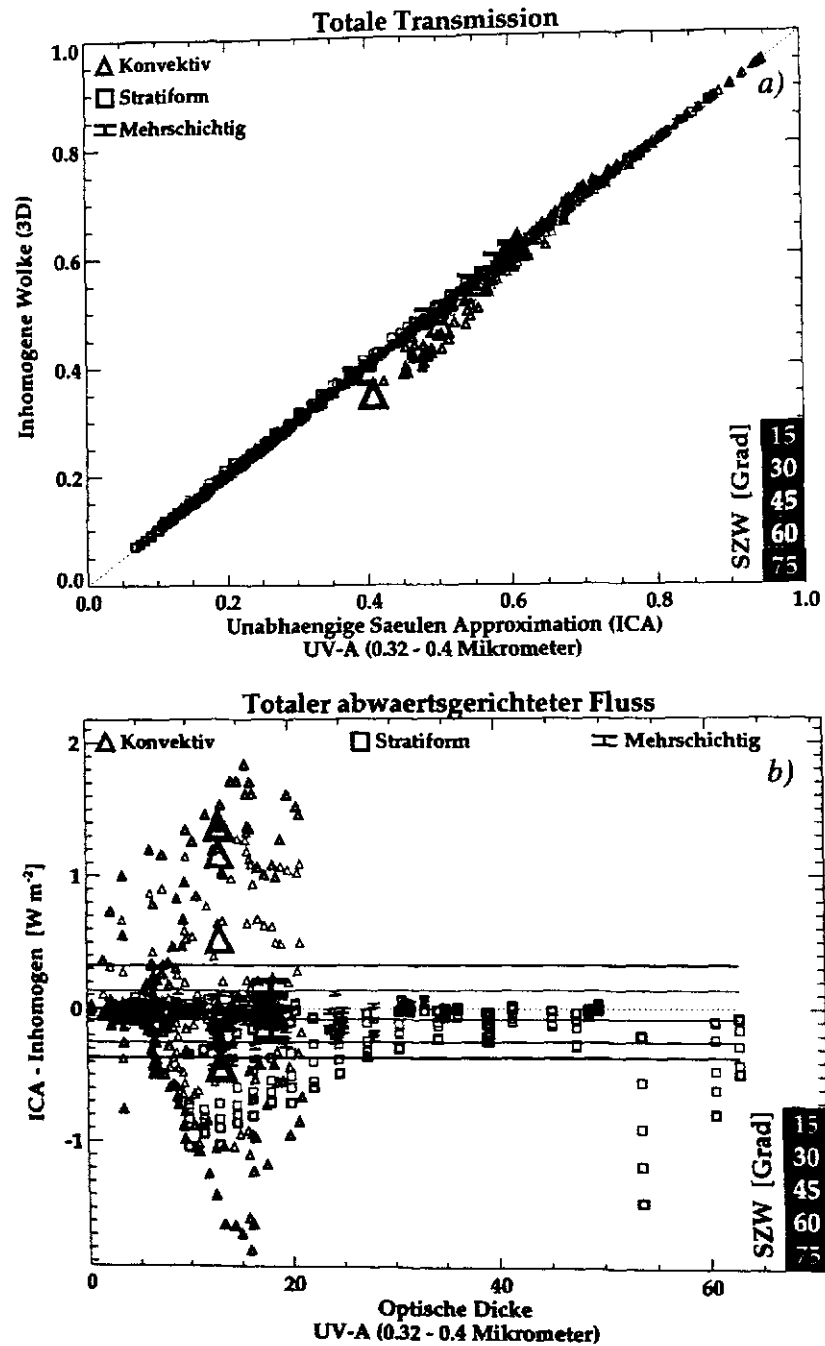


Abbildung 16: Wie Abbildung 15, jedoch für die totale Transmission und den totalen abwärtsgerichteten Strahlungsfluss.

Strahlungsflüsse um bis zu 30 W m^{-2} . Über alle optischen Dicken gemittelt erhält man maximale Abweichungen von etwa 8 W m^{-2} für SZW von 15° und 30° . In diesem Fall ist die Abnahme der Strahlungsflussdifferenzen mit wachsenden SZW weitgehend auf die bei flachem Sonnenstand geringere, zur Verfügung stehende Energie zurückzuführen, denn durch die Vielfachstreuung und den damit verbundenen isotropen Charakter der Strahlung ist die totale Transmission nahezu unabhängig vom Sonnenzenitwinkel. Darum gilt für den ungestreuten, direkten Strahlungsfluss, der, wie Abbildung 13b zeigt, stark vom SZW abhängt, diese Erklärung nicht.

Oft wird die ICA als adäquate und zeitsparende Lösung bei der Berechnung der gebietsgemittelten Strahlungsflussdichte in einer inhomogenen Atmosphäre beschrieben (z.B. Cahalan et al., 1994). Abbildung 15 zeigt die direkte Transmission und die direkten abwärtsgerichteten Strahlungsflussdichten der 3D und ICA Rechnungen. Die stärksten Abweichungen treten hier bei konvektiven Wolken mit geringen Transmissionen und großen SZW auf. Im Gegensatz zu den horizontal homogenen Wolken (Abbildung 13) überschätzt die ICA die direkte Transmission. Unabhängig von den optischen Eigenschaften der Atmosphärensäule findet im Rahmen der ICA der Photonentransport nur innerhalb der Säule statt, besonders fehleranfällig ist dieses Verfahren, wenn die Photonen lange Strecken zurücklegen, also bei optisch dünnen Säulen. Im 3D Fall dagegen besteht ständig die Möglichkeit eines horizontalen Transportes in optisch dickere Regionen. Damit sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon den Boden erreicht. Dieser Mechanismus ist für große SZW am stärksten ausgeprägt, weil der Horizontaltransport dominanter wird.

Die Unterschiede in den direkten abwärtsgerichteten Strahlungsflussdichten erreichen für einige konvektive Wolken 5 W m^{-2} bei großen SZW. Über alle optischen Dicken gemittelt ergeben sich Differenzen von 0.2 W m^{-2} bei einem Sonnenzenitwinkel von 15° bis zu 1 W m^{-2} bei 60° .

Die gesamte Transmission und die gesamte abwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte für den 3D und ICA Fall ist in Abbildung 16 dargestellt. Mit Ausnahme einiger konvektiver Wolkenrealisierungen bei kleinen und großen SZW wird der gebietsgemittelte totale abwärtsgerichtete Strahlungsfluss von der ICA sehr gut wiedergegeben. Die stärksten Abweichungen betragen etwa 1.9 W m^{-2} . Die stärkste mittlere Unterschätzung beträgt etwa 0.4 W m^{-2} bei einem Sonnenzenitwinkel von 15° . Die stärkste Überschätzung liegt ebenfalls bei 0.4 W m^{-2} und tritt bei einem SZW von 75° auf.

Es fällt auf, dass dort, wo die ICA den direkten Strahlungsfluss überschätzt, der totale

Tabelle 4: Übersicht der Fehler in UV-B und UV-A.

	UV-B				UV-A			
	PPHOM		ICA		PPHOM		ICA	
	F [W/m^2]		F [W/m^2]		F [W/m^2]		F [W/m^2]	
	Direkt	Total	Direkt	Total	Direkt	Total	Direkt	Total
max. Überschätzung	0.0	0.1	1.0	0.3	8.5	1.7	5.2	1.8
max. Unterschätzung	9.2	4.7	0.0	0.4	43.8	28.7	0.2	1.8
mittl. Abw. 15°	-3.0	-1.4	0.1	-0.1	-14.2	-7.5	0.3	-0.4
mittl. Abw. 30°	-2.5	-1.3	0.1	-0.1	-12.0	-7.1	0.5	-0.3
mittl. Abw. 45°	-1.7	-1.2	0.2	0.0	-8.8	-6.2	0.8	-0.1
mittl. Abw. 60°	-0.9	-0.8	0.2	0.0	-4.9	-4.5	1.0	0.1
mittl. Abw. 75°	-0.2	-0.4	0.1	0.0	-1.3	-2.0	0.8	0.3

Tabelle 5: Übersicht der Fehler im PAR.

	PAR			
	PPHOM		ICA	
	F [W/m^2]		F [W/m^2]	
	Direkt	Total	Direkt	Total
max. Überschätzung	0.0	0.5	38.1	16.4
max. Unterschätzung	286.1	137.5	1.6	9.6
mittl. Abw. 15°	-93.3	-43.1	1.8	-1.8
mittl. Abw. 30°	-80.0	-41.5	3.5	-1.1
mittl. Abw. 45°	-60.0	-37.3	5.5	-0.1
mittl. Abw. 60°	-35.5	-28.4	7.5	1.4
mittl. Abw. 75°	-11.1	-13.4	7.6	2.9

abwärtsgerichtete Strahlungsfluss bei kleinen SZW unterschätzt wird. Dieses Verhalten impliziert eine starke Unterschätzung der diffusen abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse. Wenn bei Anwendungen, die sensitiv auf das Verhältnis von direktem zu diffusem Strah-

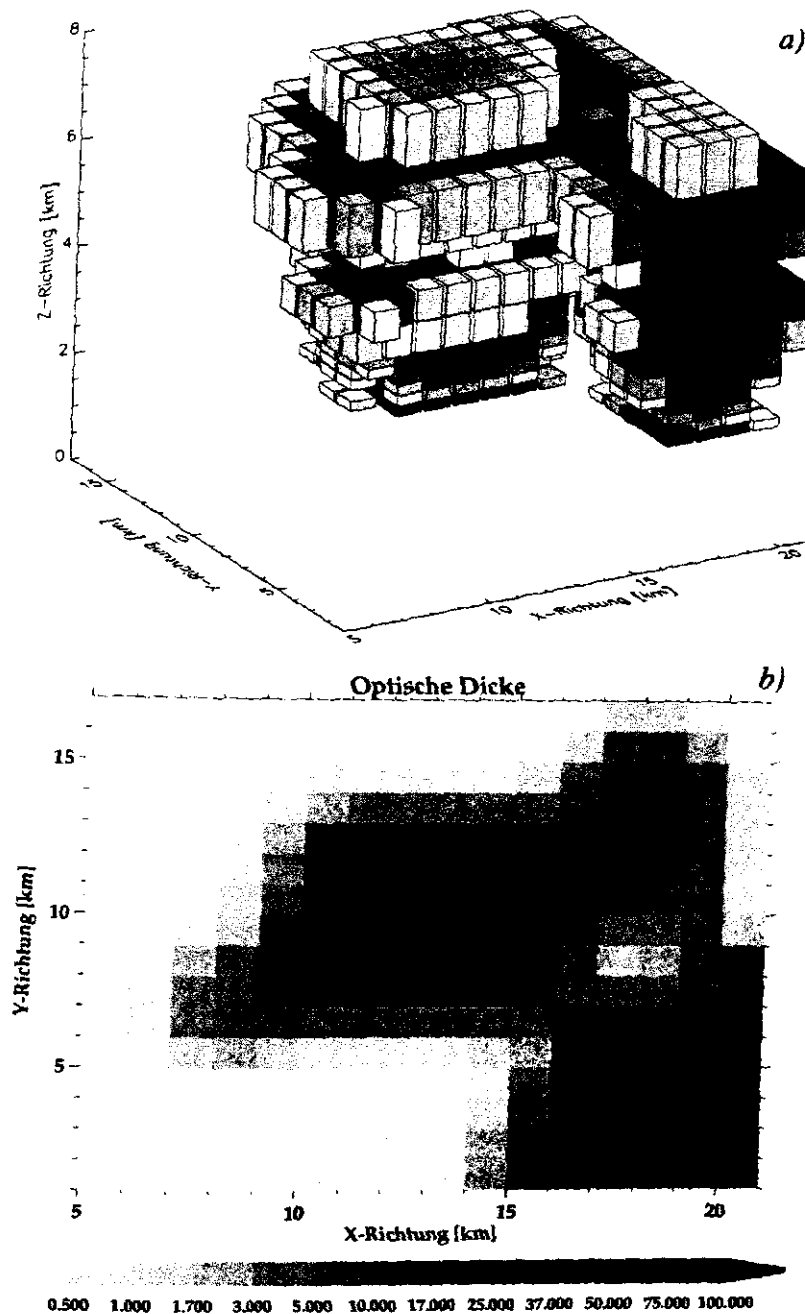


Abbildung 17: Dreidimensionale Form (a) und optische Dicke (b) der Wolke, die für die Untersuchung des Einflusses der räumlichen Auflösung und des SZW auf die Genauigkeit der ICA ausgewählt wurde.

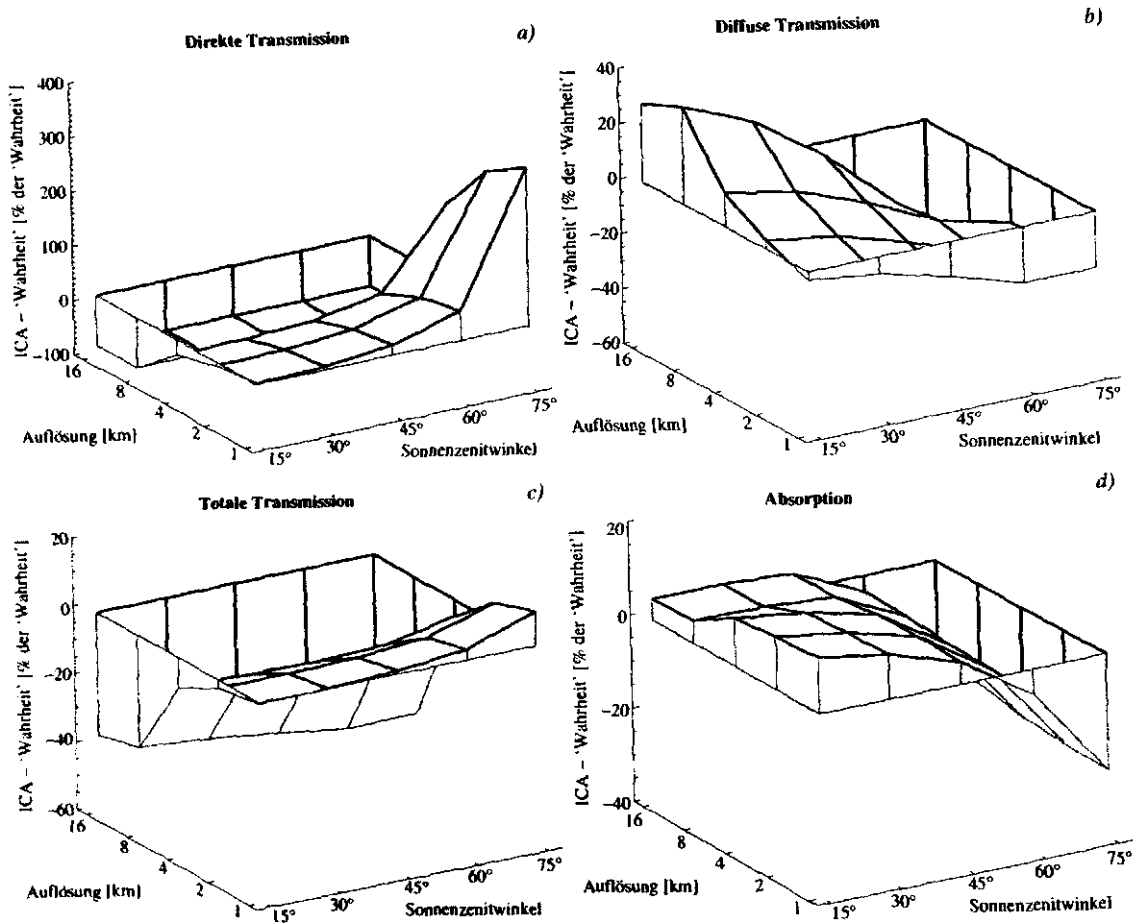


Abbildung 18: Fehler der ICA in % der „Wahrheit“ (3D Monte Carlo Lauf mit höchster (1 km × 1 km) Auflösung) für die direkte Transmission (a), diffuse Transmission (b), totale Transmission (c) und Absorption (d) als Funktion von Auflösung und SZW.

lungsfluss reagieren, die ICA zum Einsatz kommt, kann das zu großen Fehlern führen. Im Vergleich zur PPHOM Approximation (Abbildungen 13 und 14) liefert die ICA sehr viel exaktere Ergebnisse der gebietsgemittelten direkten und totalen abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse (vergleiche Tabellen 4 und 5).

Erwartungsgemäß liefern beide Approximationen die besten Ergebnisse (geringsten Fehler) für Wolken mit geringen horizontalen Variationen. Mit abnehmender horizontaler Variabilität konvergieren die Ergebnisse der ICA und der PPHOM-Approximation, so dass die aufwändigere ICA überflüssig wird. Die Schwierigkeit bei der Anwendung der ICA liegt nun darin, die optimale horizontale Auflösung zu finden. Die Größe der Säulenfläche

muss so klein sein, dass die Wolkenstruktur in ausreichendem Masse wiedergegeben wird. Gleichzeitig muss die Säulenfläche groß genug sein, um tatsächlich unabhängig von der Nachbarsäule zu erscheinen, d.h. horizontale Transporte sollten zu vernachlässigen sein. Der Einfluss der horizontalen Auflösung auf die Genauigkeit der mittels der ICA bestimmten Strahlungsflüsse wurde exemplarisch für eine konvektive Wolke (durch große Dreiecke in den Abbildungen 13 - 16 gekennzeichnet) untersucht. Die räumliche Struktur und die optische Dicke dieser Wolke sind aus Abbildung 17 zu ersehen. ICA und 3D Strahlungstransportberechnungen wurden für fünf verschiedene Sonnenzenitwinkel und für horizontale Auflösungen von 1 km (ursprüngliche Größe der Säulengrundfläche, im Folgenden als „Wahrheit“ bezeichnet), 2 km, 4 km, 8 km und 16 km (horizontal vollständig homogen, PPHOM Fall) durchgeführt. Die Differenzen (ICA - „Wahrheit“ [% der „Wahrheit“]) für die direkte, diffuse und totale Transmission, so wie für die Absorption sind in Abbildung 18 dargestellt.

Mit abnehmender horizontaler Auflösung wird die direkte Transmission (Abbildung 18a) von der ICA mehr und mehr unterschätzt, weil Bereiche geringer optischer Dicke nicht länger aufgelöst werden können. Diese Unterschätzung ist eine direkte Folge der exponentiellen Abhängigkeit der direkten Transmission von der optischen Dicke. Nur bei mittleren bis großen SZW und kleineren Grundflächen der Säulen als $4 \text{ km} \times 4 \text{ km}$ wird die direkte Transmission von der ICA überschätzt. In diesen Fällen wird die Wahrscheinlichkeit der direkten Transmission in den 3D Rechnungen durch die nahezu waagrecht einfallenden Photonen reduziert. Generell unterschätzt die ICA direkte Transmissionen bei Säulengrößen von $4 \text{ km} \times 4 \text{ km}$ aufwärts um 100 %.

Für die diffusen Transmissionen (Abbildung 18b) hängen die relativen Fehler der ICA sehr stark vom SZW und der horizontalen Auflösung ab. Generell werden die Differenzen (ICA - 3D) mit zunehmender Auflösung und zunehmenden Sonnenzenitwinkel immer geringer. Das führt in diesem Fall zu Überschätzungen bei geringen Auflösungen und niedrigen SZW und Unterschätzungen in den restlichen Fällen. Die Überschätzung resultiert aus der zunehmenden Glättung der Wolkenstruktur, was die Beiträge der diffusen Transmission auf Kosten der direkten Transmission erhöht. Die besonders bei größeren SZW im 3D Fall auftretenden horizontalen Transporte von Säulen geringer in Säulen größerer optischer Dichte treten bei der ICA nicht auf, was zu einer Unterschätzung der diffusen Transmission führt.

Die Fehler der Gesamttransmission sind in Abbildung 18c dargestellt. Für die gesamte Transmission heben sich die einzelnen Fehler aus direkter und diffuser Transmission teilweise auf. Es verbleibt aber eine beachtliche Netto-Unterschätzung. Besonders gravierend ist diese Unterschätzung in den ICA-Ergebnissen mit großen Säulengrundflächen. Der

Fehlergradient entlang den Flächen gleicher SZW ist maximal bei einer Größe der Säulengrundfläche von $4 \text{ km} \times 4 \text{ km}$. Daraus kann geschlossen werden, dass für ICA Rechnungen eine Säulenfläche von $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ nicht überschritten werden sollte. An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, dass eine höhere horizontale Auflösung als 1 km nicht zwangsläufig zu genaueren Ergebnissen der ICA Rechnungen führt, da in diesen Fällen dem Horizontaltransport zwischen den Säulen ein größeres Gewicht zukommt.

Die Absorption (Abbildung 18d) wird bei SZW von 15° bis 45° überschätzt und scheint beinahe insensitive bezüglich Änderungen der räumlichen Auflösung zu sein. Eine weitere Erhöhung des SZW führt zu einer Unterschätzung der Absorption mit den stärksten Fehlern bei einem Sonnenzenitwinkel von 75° , was in den Unterschätzungen der diffusen Transmission, einhergehend mit einer reduzierten Anzahl von Wechselwirkungsprozessen bei diesen Winkeln begründet ist.

Die Beiträge der Netto-Horizontaltransporte $H(x,y)$, definiert als:

$$H(x,y) = 1 - R(x,y) - T(x,y) - A(x,y), \quad (41)$$

wobei R , T und A die Albedo, Transmission und Absorption in der Säule (x,y) bezeichnen, wurden an einer mehrschichtigen Wolke näher untersucht. Eine Mehrschicht-Wolke wurde aufgrund ihrer größeren horizontalen Erstreckung und somit geringerem Einfluss der Randeffekte ausgewählt. Ferner macht die Möglichkeit, dass Strahlungsdivergenzen innerhalb der unbewölkten Zwischenschicht auftreten, mehrschichtige Wolken für eine Untersuchung der Netto-Horizontaltransporte attraktiv. Die gebietsgemittelten Strahlungseigenschaften dieser Wolke (gekennzeichnet durch die großen \square -Symbole) sind aus den Abbildungen 13 - 16 zu ersehen. Die räumliche Struktur dieser Wolke ist in Abbildung 5 auf Seite 29, die optische Dicke ist in Abbildung 19 dargestellt. Abbildung 20 zeigt die räumliche Verteilung der Netto-Horizontaltransporte bei Sonnenzenitwinkeln von 15° , 30° , 60° und 75° . Negative Werte bedeuten einen Nettogewinn, positive Werte einen Nettoverlust an Photonenenergie. Im hier untersuchten Spektralintervall spielt die Absorption eine eher untergeordnete Rolle, so dass der Horizontaltransport im Wesentlichen durch Streuung beeinflusst wird. Prinzipiell liegt ein Netto-Horizontaltransport einer Säule genau dann vor, wenn die Summe der von oben oder von den Seiten einfallenden Photonengewichte ungleich der Summe der Photonengewichte ist, die die betreffende Säule wieder verlassen. Der erhöhte Verlust von Photonenenergie an den Rändern des Modellgebietes in Bereichen höherer optischer Dicke resultiert aus einem künstlichen Abschattungseffekt, hervorgerufen durch die reflektierenden Randbedingungen.

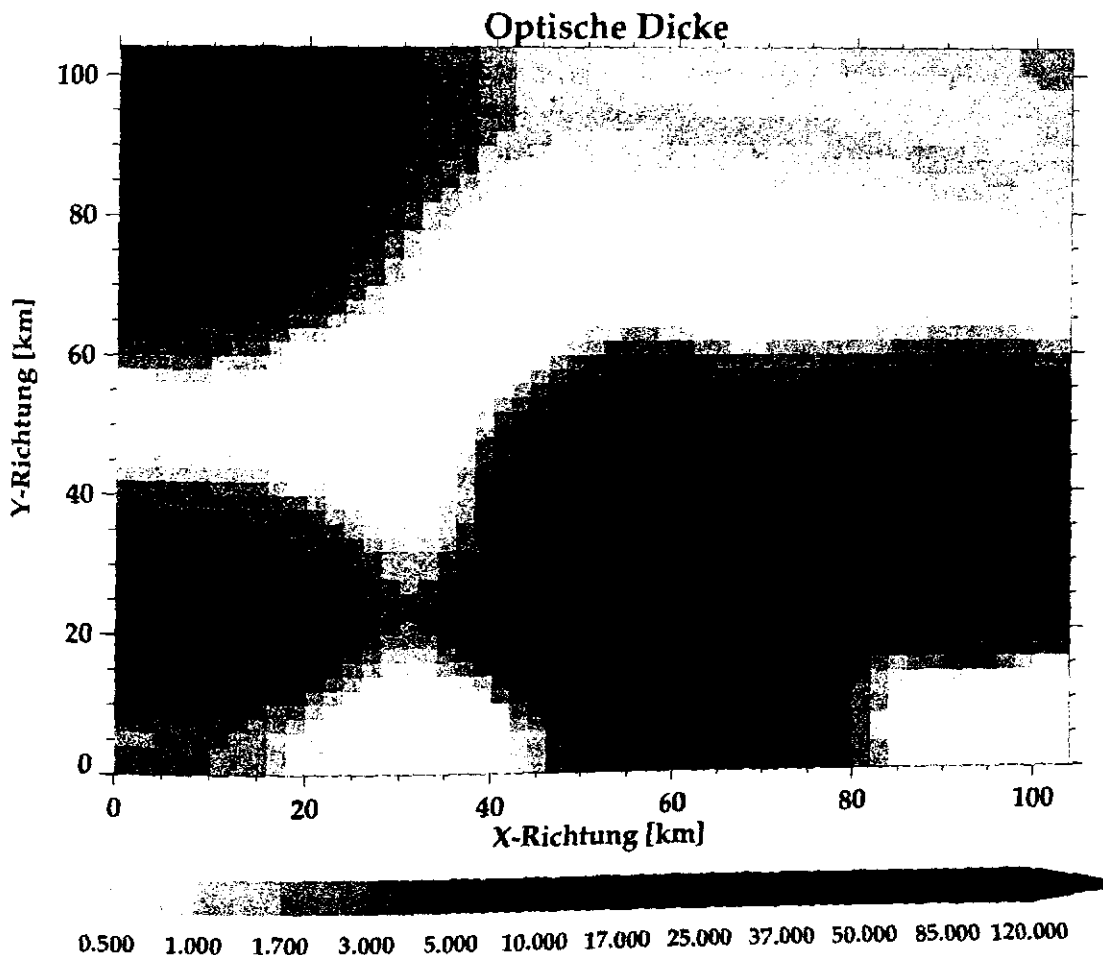


Abbildung 19: Horizontale Verteilung der optischen Dicke der für die spezielle Untersuchung der Änderungen in den horizontalen Transporten ausgesuchten Wolke (die Form der Wolke ist in Abbildung 5 auf Seite 29 dargestellt).

Bei geringen SZW (Abbildung 20a und b) verlieren Säulen mit hoher optischer Dicke Photonen an Säulen mit geringer optischer Dicke. Dieses Verhalten tritt besonders stark in Bereichen mit einem hohen Gradienten der optischen Dicke zutage. Solare Photonen, die optisch dünne Säulen treffen, erreichen weitgehend ungehindert den Untergrund und tragen nichts zum Netto-Horizontaltransport bei. Das gilt allerdings nur, wenn wie hier ein schwarzer Untergrund gewählt wird. Im Gegensatz dazu können Photonen, die auf eine Säule mit hoher optischer Dicke treffen leicht durch Streuung in eine Säule mit geringer optischer Dicke gelangen (in Bereichen mit großem Gradienten der optischen Dicke), von wo ein Verlassen der Säule durch die Ober- oder Untergrenze einfacher ist.

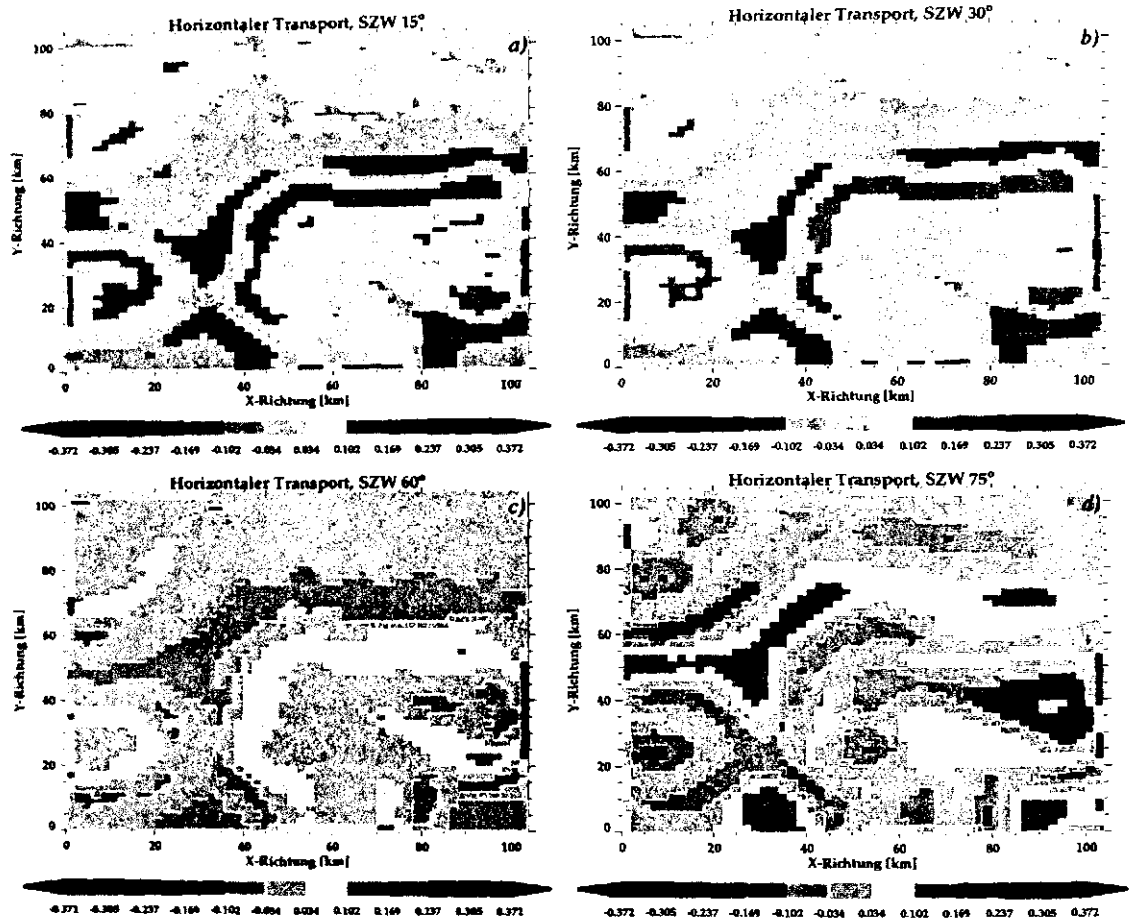


Abbildung 20: Netto-Horizontaltransporte für verschiedene Sonnenzenitwinkel, nämlich 15° (a), 30° (b), 60° (c) und 75° (d). Negative Werte bezeichnen Transporte in die Säule.

Bei großen SZW (Abbildung 20c und d) zeigt sich ein umgekehrtes Bild. Einfallende solare Photonen können nahezu waagrecht die optisch dünnen Regionen durchqueren ohne zum Netto-Horizontaltransport beizutragen. Sobald diese Photonen auf optisch dicke Bereiche treffen, werden sie zum großen Teil in Richtung Untergrund oder zurück durch die Obergrenze gestreut. Aus diesem Grund gewinnen optisch dicke Regionen bei großen SZW auf Kosten optisch dünner Regionen Photonenenergie. Da die lokalen Gewinne und Verluste mit verändertem Sonnenzenitwinkel ihr Vorzeichen wechseln, muss ein SZW existieren, bei dem der Netto-Horizontaltransport nahezu ausgeglichen ist. Für die in dieser Studie untersuchte Wolke ist das der Fall bei einem SZW von etwa 60° , wie in Abbildung 20c zu sehen ist.

Die Größe des Netto-Horizontaltransportes ist ein Maß für die Anwendbarkeit der ICA. Abbildung 20 zeigt, dass die größten Fehler bei extremen SZW in Verbindung mit starken Gradienten der optischen Dicke zu erwarten sind. In diesen Fällen kann der Netto-Horizontaltransport bis zu ± 0.3 betragen, d.h. dass effektiv etwa ein Drittel der ankommenden Energie in angrenzende Säulen transportiert wird oder etwa ein Viertel aus ihnen stammt. Eine grobere räumliche Auflösung reduziert hier zwar den Einfluss horizontaler Transporte, erhöht aber die Abweichungen der ICA Strahlungsflüsse von denen der „wahren“ 3D Rechnungen. Die präsentierten Ergebnisse gelten für eine Bodenalbedo von 0. Bodenalbedo-Werte von $0 < \omega_{Boden} < 1$ können zu größeren Netto-Horizontaltransporten führen, da die Photonen mit modifizierten Gewichten länger im Modellgebiet gehalten werden.

7.2.6 Schlussfolgerung

Die Annahme horizontal homogener Wolken führt zu großen Fehlern bei der Berechnung der transmittierten solaren Energie, sowohl im UV-A, als auch im UV-B und PAR Bereich. Da die Eindringtiefe der solaren Strahlung in den Ozean oder in bewachsene Flächen von der Einfallrichtung abhängt und das Verhältnis von diffuser zu direkter Transmission im PPHOM-Fall nur unzureichend wiedergegeben wird, kann die PPHOM Approximation zu großen Fehlern bei der Berechnung der zur Verfügung stehenden Lichtmenge führen. Generell wird die totale Transmission von der PPHOM Approximation unterschätzt, am stärksten bei kleinen SZW, also in den Fällen mit der größten einfallenden Sonnenenergie.

Die ICA liefert bessere Ergebnisse für die gebietsgemittelten Strahlungsflüsse. Dennoch wird bei konvektiven Wolken die direkte (totale) Transmission bei kleinen SZW überschätzt (unterschätzt), während bei großen SZW (geringe einfallende Sonnenenergie) direkte und totale Transmission überschätzt werden. Aus energetischer Sicht erscheint die ICA also als praktikable Näherung für gebietsgemittelte und SZW-gemittelte Strahlungsflüsse. Abbildung 21 zeigt, dass das Verhältnis von direkter zu diffuser Transmission konvektiver Wolken auch von der ICA nur unzureichend wiedergegeben wird. Dies gilt insbesondere für flache Sonnenstände.

Eine Reduzierung der räumlichen Auflösung bezüglich des ursprünglichen 3D Feldes führt bei den ICA Rechnungen zu fehlerhaften Strahlungsflüssen, die in Größe und Vorzeichen stark von der horizontalen Auflösung und dem Sonnenzenitwinkel abhängen. Die Annahme von Meerkötter und Degünther (1999), nachdem ein mittels ICA abgeleiteter Fernerkundungsalgorithmus mit sinkender Auflösung an Genauigkeit gewinnt, kann hier also nicht

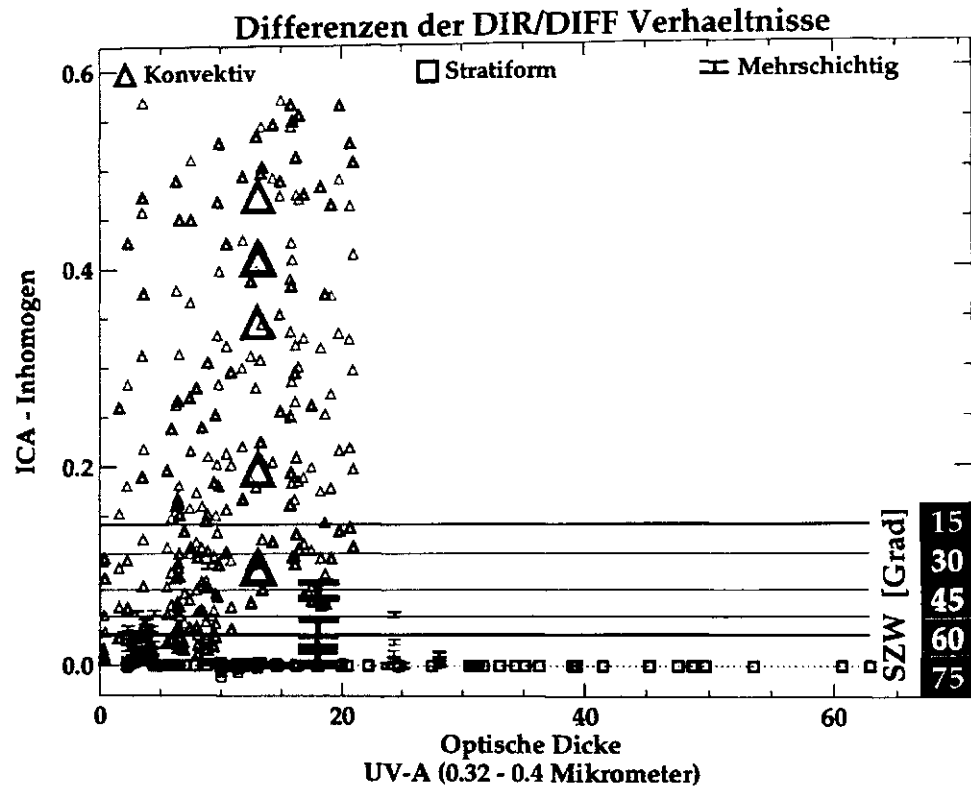


Abbildung 21: Differenzen im Verhältnis von direkter zu diffuser Transmission zwischen ICA und 3D.

bestätigt werden.

Diese Rechnungen basieren auf einer Untergrundalbedo von 0. Ein reflektierender Boden mag zu quantitativ anderen Ergebnissen führen. Die qualitativen Differenzen sollten jedoch gleich bleiben. Generell werden die Abweichungen zu den 3D Rechnungen mit geringerer Auflösung größer. Andererseits sollten die Fehler bei wachsender Auflösung durch die größeren Beiträge der horizontalen Transporte wieder zunehmen. Es sollte also eine für ICA Rechnungen optimale räumliche Auflösung geben, die die besten Ergebnisse für gebietsgemittelte Strahlungsflüsse ermöglicht. Aus den in dieser Studie erhaltenen Ergebnissen lässt sich vermuten, dass diese bei etwa 1 km liegt. Diese Erkenntnis beschränkt sich allerdings auf die hier verwendeten Voraussetzungen. Dabei ist besonders der variable Azimut der einfallenden Photonen zu nennen, der für ein gleichmäßiges Ausleuchten der

Wolken sorgt und so 3D-Effekte (z.B. Abschattungen) weitgehend aufhebt.

Die lokalen Fehler der ICA durch die Vernachlässigung der horizontalen Transporte treten am stärksten bei extremen Sonnenzenitwinkeln und in Regionen starker Gradienten der optischen Dicke auf. Unter diesen Bedingungen sollten Fehler in der Fernerkundung von Wolkeneigenschaften (z.B. durch den sichtbaren Kanal von AVHRR mit 1 km Auflösung) am größten werden, sofern der Algorithmus auf ICA Berechnungen basiert. Ferner ist zu erwarten, dass der Fehler der „sensibleren“ Strahldichten (die vom Satelliten gemessene Größe) größer ist als bei der hier untersuchten, integralen Größe, der Strahlungsflussdichte.

Schließlich soll noch angemerkt werden, dass diese Studie auf einer begrenzten Anzahl Wolkenrealisierungen eines einzigen Atmosphärenmodelles mit horizontalen Auflösungen von 1 km (konvektive und stratiforme Wolken) und 2 km (mehrschichtige Wolken) beruht. Spätere Untersuchungen sollten Wolkenfelder aus anderen Quellen, wie z.B. Large Eddie Simulationen oder Wolkenradar hinzu ziehen.

7.3 Die Genauigkeit der „Unabhängige Säulen Approximation“ in der breitbandigen dreidimensionalen Strahlungstransportrechnung

7.3.1 Einleitung

In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit der „Unabhängige Säulen Approximation“ breitbandig und spektral aufgeschlüsselt untersucht. Ging es in Kapitel 7.2 um biologische Gesichtspunkte, so geht es hier um die energetischen Aspekte. Entsprechend stehen hier nicht mehr die direkte und totale Transmission im Mittelpunkt der Untersuchungen, sondern die Reflexion und die Absorption. In dieser Studie wird das gesamte, für die Troposphäre relevante, solare Spektrum betrachtet.

In Abschnitt 7.1.1 auf Seite 39 wurde bereits der Effekt der „Anomalen Absorption“ beschrieben. O’Hirok und Gautier (1998a und 1998b) untersuchten anhand eines aus AVHRR-Daten abgeleiteten Wolkenfeldes, ob sich die anomale Absorption mit der Vernachlässigung der dreidimensionalen Wolkenstruktur erklären lässt. Das untersuchte Wolkenfeld enthielt ausschließlich Wasserwolken. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Wolkenstruktur auf die resultierenden Strahlungsflüsse anhand verschiedener Mischphasenwolken untersucht.

7.3.2 Wolkenfelder

Der folgenden Untersuchung liegen die gleichen Wolkenfelder zugrunde, wie in Kapitel 7.2.2 auf Seite 47 beschrieben, also insgesamt 133 Wolkenrealisationen, davon 46 stratiforme, 50 konvektive und 37 mehrschichtige. Es ergeben sich allerdings Unterschiede in den optischen Eigenschaften, bedingt durch die unterschiedlichen Streu- und Absorptionseigenschaften der Gase und Hydrometeore in diesen Spektralbereichen (Tabelle 6).

7.3.3 Gasatmosphäre

Die Absorption und Streuung an Gasmolekülen (Wasserdampf, Sauerstoff, Kohlendioxid und zusätzlich Ozon im langwelligen Spektralbereich) wird anhand der Einfachstreuabbedingung ω_0 beschrieben. Die Berechnung der optischen Eigenschaften aller neun Startprofile erfolgt, wie bereits in Kapitel 7.1.3 auf Seite 41 beschrieben.

Tabelle 6: Wellenlängenbereiche, solare Strahlungsflüsse und Wichtungsfaktoren für die betrachteten 13 Spektralbänder, berechnet nach Thekaekara (1974).

λ_{min}	–	λ_{max}	Strahlungsfluss [Wm^{-2}]	Gewicht
0.2	–	0.3927	98.2	0.072
0.3927	–	0.72	567.2	0.417
0.72	–	1.185	402.9	0.296
1.185	–	1.7335	178.1	0.131
1.7335	–	1.9659	36.0	0.026
1.9659	–	2.21294	24.9	0.018
2.21294	–	2.54	20.6	0.015
2.54	–	2.79	10.4	0.008
2.79	–	2.9725	5.6	0.004
2.9725	–	3.145	4.2	0.003
3.145	–	3.31	3.3	0.002
3.31	–	3.64505	5.1	0.004
3.64505	–	4.00	3.8	0.003
			$\Sigma = 1360.3$	

7.3.4 Monte Carlo Strahlungstransport

Um den Einfluss der unterschiedlichen Wolkenachsen-Verhältnisse zu minimieren wurde in den Monte Carlo Strahlungstransportrechnungen horizontale periodische und nicht, wie in Kapitel 7.2 reflektierende Randbedingungen eingesetzt, da sich in der vorhergehenden Untersuchung gezeigt hat, dass reflektierende Randbedingungen zwar die künstlichen horizontalen Gradienten abbauen im Gegenzug aber zu künstlichen Abschattungseffekten an den Modellrändern führen (Abbildungen 20 a - d, auf Seite 62).

Die Eintrittspunkte der Photonen wurden zufällig auf der Modelloberfläche verteilt. Der azimutale Sonnenwinkel wurde hier (im Gegensatz zur Untersuchung von Kapitel 7.2) festgelegt auf 270° , d.h. die Photonen bewegen sich anfangs parallel zur X-Achse, von den großen zu den kleineren X-Werten. Dadurch ergibt sich ein etwas „härterer“ Test für die ICA, als bei der Durchführung mit variablen azimutalen Sonnenwinkeln. Während der Azimut für die PPHOM und ICA Berechnungen belanglos ist, spielt er für die Photo-

nenbahnen der 3D Rechnungen eine entscheidende Rolle. Bei einem festen Azimut sollten 3D-bedingte Abschattungen und Aufhellungen klarer zutage treten. Der Modellboden ist weiterhin schwarz.

Analog zu Kapitel 7.2 werden auch in dieser Studie $2 \cdot 10^6$ Photonen zur Berechnung der gebietsgemittelten Strahlungsflüsse und $2 \cdot 10^8$ zur Berechnung der Netto-Horizontaltransporte eingesetzt. Identisch sind auch die fünf solaren Zenitwinkel. Für jeden der 13 Spektralbereiche ergeben sich demnach 1995 Experimente (133 Wolken, 5 solare Zenitwinkel und 3 verschiedene Geometrien [3D, ICA und PPHOM])

7.3.5 Ergebnisse

Die Grafiken auf den jeweils linken Seiten der Abbildungen 22 bis 25 zeigen die Modellergebnisse der Albedo, bzw. des aufwärtsgerichteten Strahlungsflusses, während die auf den rechten Seiten die atmosphärische Absorption darstellen. Die Abbildungen 22 und 24 zeigen breitbandige Strahlungsflussdifferenzen. In den Abbildungen 23 und 25 wird der spektrale Verlauf dieser Strahlungsflussdifferenzen (oben, a), und der Intensitäten (unten, b) dargestellt. Die Ausdrücke über- und unterschätzen gelten auch hier relativ zum 3D Fall. Ergänzende Abbildungen zur direkten und gesamten Transmission finden sich im Anhang, Abschnitt F auf Seite 96ff.

Der Vergleich von PPHOM und 3D Fall für die aufwärtsgerichteten Strahlungsflüsse (Abbildung 22a) zeigt, dass die PPHOM Approximation die Reflexionen generell überschätzt. Die Abweichungen nehmen mit abnehmendem SZW zu. Die maximalen Abweichungen finden sich bei optischen Dicken von etwa 20. In diesem Bereich liegen die Differenzen für konvektive Wolken bei bis zu 230 W m^{-2} . Das entspricht etwa 17% des gesamten solaren Strahlungsflusses von 1360 W m^{-2} . Über alle optischen Dicken (durchgezogene Linien jeweils in den Abbildungen 22 und 24) gemittelt, ergibt sich eine maximale Überschätzung von ca. 80 W m^{-2} bei einem SZW von 15° . Durch das Verschmieren der optischen Dicke (PPHOM) werden besonders im Falle der horizontal sehr inhomogenen konvektiven Wolken Lücken geschlossen. Das Transmissionsvermögen der Wolken nimmt zugunsten der Albedo ab. Durch die mit zunehmenden SZW anwachsende effektive optische Dicke ($\tau_{eff} = \frac{\tau}{\cos \theta}$) rückt die Transmission auf der Kurve $T(\tau)$ in einen Bereich lineareren verlaufs (Abbildung 12 auf Seite 49). Damit nähern sich die optischen Eigenschaften von PPHOM und 3D bei höheren SZW.

Bei der atmosphärischen Absorption (Abbildung 22b) sieht man eine allgemeine Un-

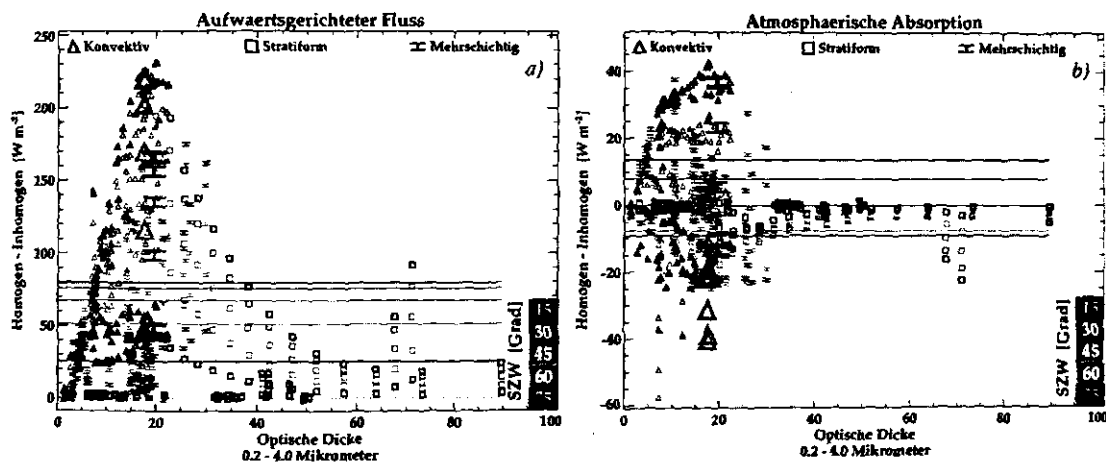


Abbildung 22: Strahlungsflussdifferenzen in $W m^{-2}$ für den Vergleich von PPHOM zu 3D aufgetragen über der optischen Dicke. Dargestellt sind die Differenzen für den aufwärtsgerichteten Strahlungsfluss (a) und die atmosphärische Absorption (b).

terschätzung für SZW von 75° und 60° und eine zunehmende Überschätzung bei Sonnenzenitwinkeln von 30° bis 15° . Die Spanne reicht von einer Unterschätzung bei 60° von $55 W m^{-2}$ bis zu einer Überschätzung von $45 W m^{-2}$ bei einem SZW von 15° . Dabei fällt auf, dass eine Reihe von stratiformen Wolken entgegen dem Trend eine abnehmende Unterschätzung mit zunehmendem SZW aufweisen. Die atmosphärische Absorption hängt aber nicht allein von der Anzahl der Streu- (und damit der Absorptionsprozesse) ab, sondern in hohem Maße auch von deren räumlicher Verteilung. Eine Verdichtung der Aufenthaltsbereiche durch Mehrfachstreuung von Photonen in Gebieten mit geringer Einfachstreueralbedo (= hohe Absorptionskoeffizienten) führt sehr effektiv zu größeren Absorptionen. Die Überschätzungen der Absorption konvektiver Wolken bei niedrigen SZW gehen einher mit den erhöhten Streuwahrscheinlichkeiten durch Verschmieren der optischen Dicken in ehemals (3D) optisch dünnen Bereichen. Mit wachsenden SZW trifft im 3D-Fall eine zunehmende Anzahl Photonen seitlich auf optisch dickere Wolkenregionen. In diesen Gebieten wird durch Mehrfachstreuung die Aufenthaltsdichte erhöht, gleichzeitig findet hier eine sehr effektive Absorption statt, während im PPHOM-Fall horizontal homogen verteilte, schwächere Absorption stattfindet. Etwas anders verhält es sich im Falle der zuvor erwähnten stratiformen Wolken. Diese Wolken kann man als Cirrostratus mit hoher Albedo bezeichnen. Im PPHOM-Fall haben Photonen prinzipiell wenig Aussicht besonders tief in diese Wolke vorzudringen. Im 3D Fall hingegen können selbst kleine Wolkenlücken ein Erreichen größerer Tiefe ermöglichen. Eine höhere Anzahl von Streuprozessen wird so wahrscheinlich (z.B. durch seitliches Eintreten in optisch dickere Bereiche). Dieser Mechanismus greift am stärksten bei niedrigen Sonnenzenitwinkeln, so

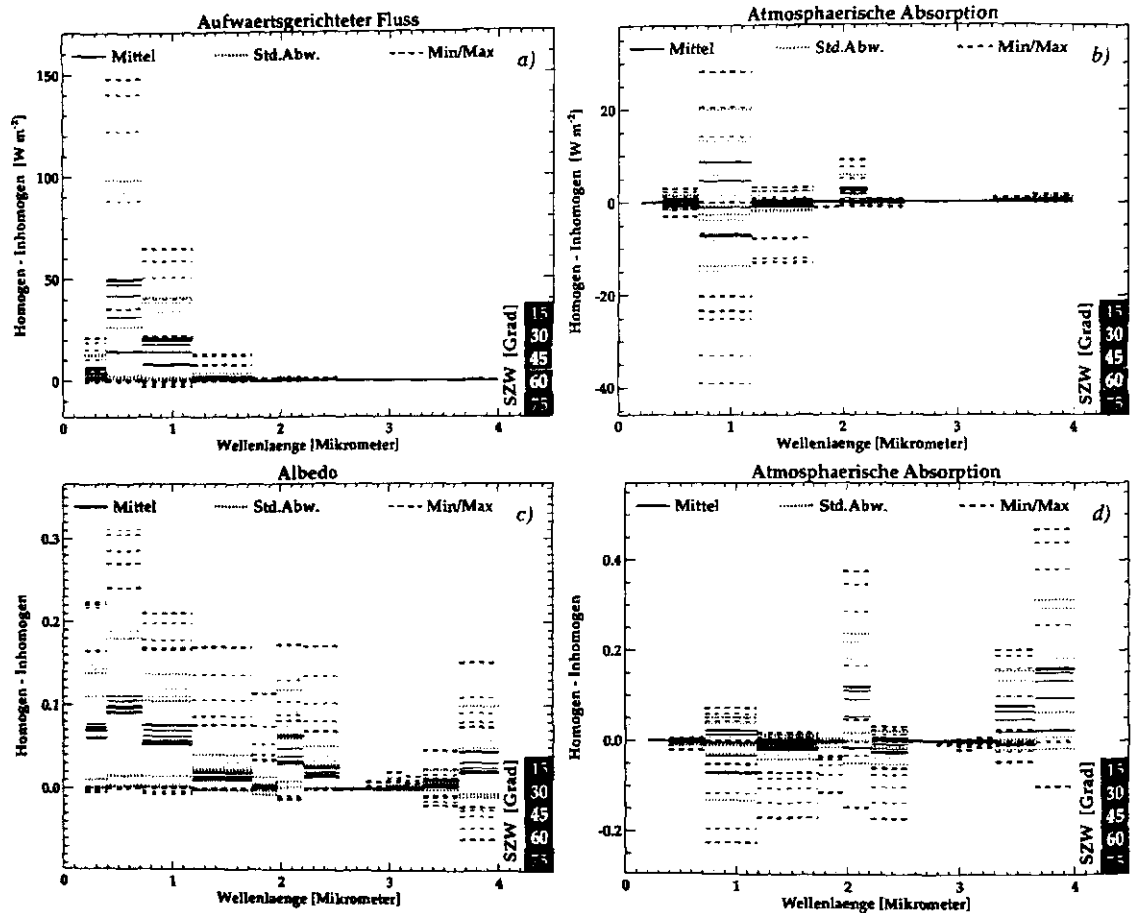


Abbildung 23: Spektral aufgelöste Strahlungsflussdifferenzen zwischen PPHOM und 3D. Dargestellt sind Differenzen des aufwärtsgerichteten Strahlungsflusses (a), der Albedo (c), des absorbierten Strahlungsflusses (b) und des Absorptionsvermögens (d).

dass die Winkelabhängigkeit der Differenzen auch bei einer Betrachtungen der Intensitäten (unabhängig von der einfallenden Strahlungsflussdichte, wobei der Faktor $\cos(\theta)$ entfällt) erhalten bleibt.

Zum Effekt der anomalen Absorption ist hier zu sagen, dass die PPHOM Approximationen bei großen Sonnenzenitwinkeln die absorbierten Strahlungsflüsse unterschätzen. Für SZW von 60° und 75° liegen die über alle optischen Dicken gemittelten Unterschätzungen bei etwa 10 W m^{-2} . Hohe Sonnenstände resultieren hingegen in einer Überschätzung. Nach Cess et al. (1995) sowie Pilewskie und Valero (1995) ist die anomale Absorption weitgehend unabhängig vom SZW. In dieser Untersuchung wird die Unterschätzung bei großen

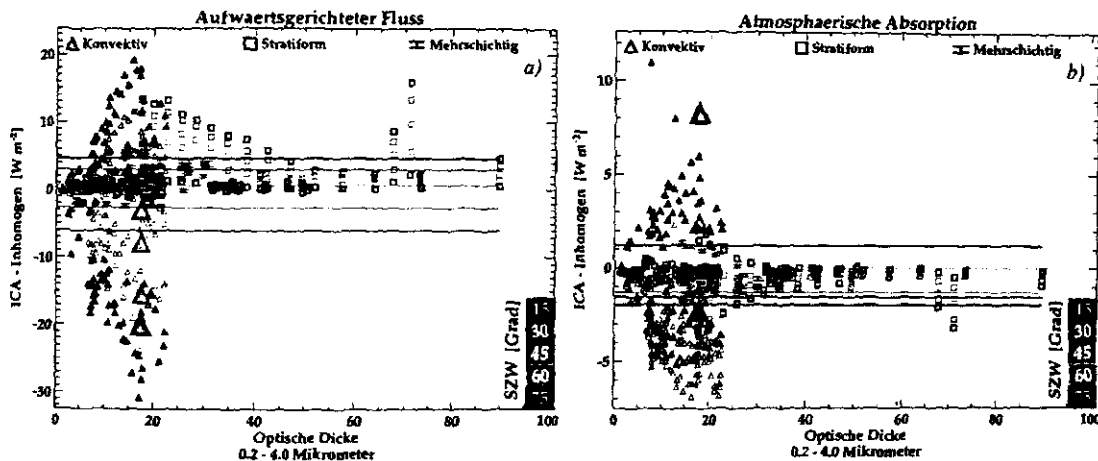


Abbildung 24: Wie Abbildung 22, nur für den Vergleich zwischen ICA und 3D.

SZW durch die Überschätzung bei kleinen SZW aufgehoben. Diese Ergebnisse stützen die These einer generellen Unterschätzung der Absorption durch die PPHOM-Methode also nicht.

Die spektrale Verteilung der Differenzen ist in Abbildung 23 dargestellt. Die durchgezogenen Linien markieren die Mittelwerte über alle Wolkenrealisierungen, Mittelwert \pm Standardabweichung ist durch die gepunkteten Linien angezeigt. Der minimale sowie der maximale Wert wird durch gestrichelte Linien kenntlich gemacht. Die verschiedenen Farben zeigen den jeweiligen Sonnenzenitwinkel an.

Abbildung 23c zeigt Abweichungen der Albedo von PPHOM und 3D. Generell wird die Albedo durch die PPHOM Approximation überschätzt, am stärksten im sichtbaren Bereich (um $0.5 \mu\text{m}$), d.h. im Bereich der größten verfügbaren Energie. Die Mittelwerte liegen hier, unabhängig vom SZW, bei 10 %. Auffällig ist, dass die Differenzen dort groß sind, wo die Absorptionen klein sind und umgekehrt. Das Absorptionsvermögen der Wolkenhydrometeore ist folglich im sichtbaren Bereich minimal und nimmt etwa bis zu einer Wellenlänge von $2 \mu\text{m}$ zu. Zusätzlich liegen bei etwa $2.7 \mu\text{m}$ starke Absorptionsbanden von Wasserdampf und Kohlendioxid. An dieser Wellenlänge sind die Abweichungen nahezu Null. Auch der Verlauf im UV und im nahen IR Bereich passt in dieses Muster. Die Erklärung könnte hier lauten, dass bei zunehmender Absorption eine immer geringer werdende Photonenintensität die ganze Inhomogenität der Wolke „spürt“. Unterstützt wird dieser Effekt im kurzwelligeren Bereich durch erhöhte Rayleigh-Extinktionskoeffizienten (und damit isotropen Streufunktionen). Die aufwärtsgerichteten Strahlungsflüsse (Abbildung 23a) zeigen die größten Überschätzungen bei niedrigen SZW. Der maximale Wert liegt bei 150 W m^{-2}

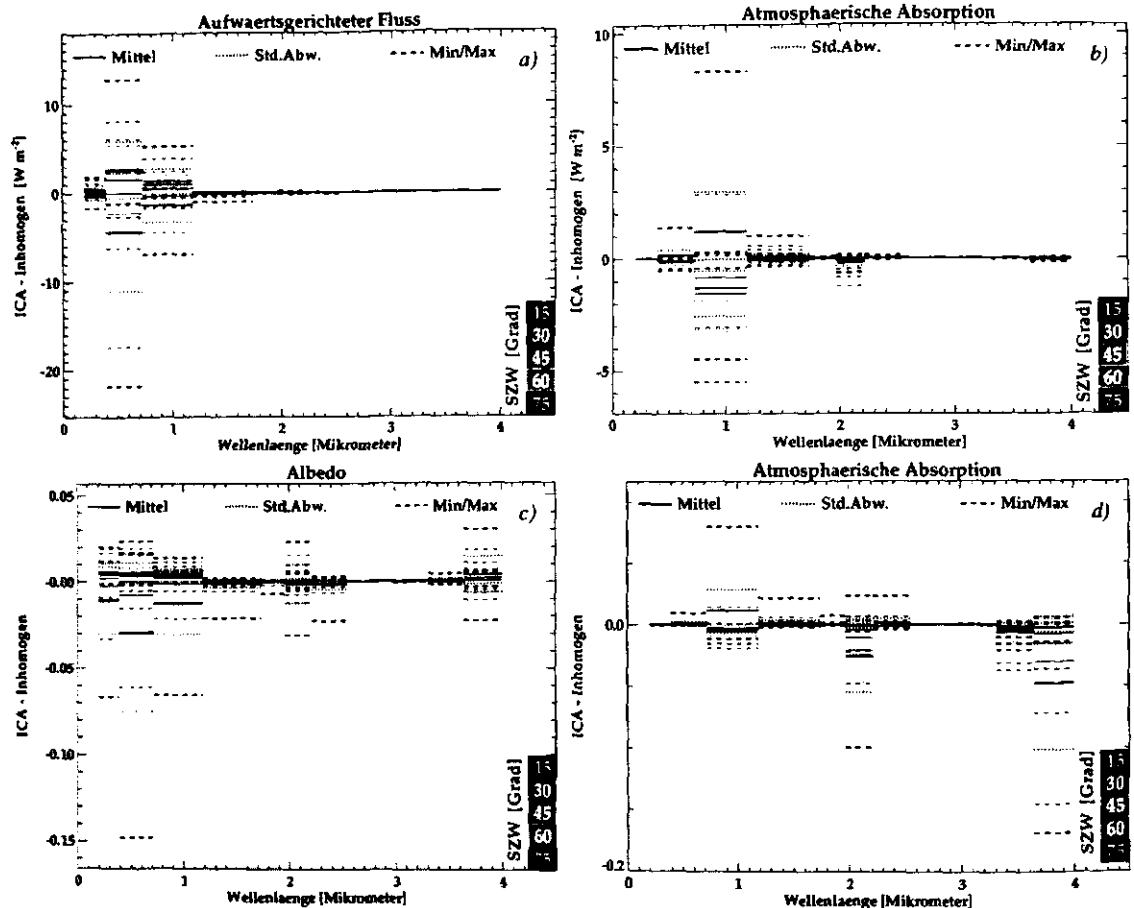


Abbildung 25: Wie Abbildung 23, nur für den Vergleich zwischen ICA und 3D.

im sichtbaren Spektralbereich. Abweichungen im IR spielen energetisch keine Rolle.

Abweichungen zwischen PPHOM und 3D im Absorptionsvermögen (Abbildung 23d) zeigen, wie nach Abbildung 22b erwartet, eine tendenzielle Trennung in Überschätzung bei kleinen SZW und Unterschätzung bei größeren SZW. Die größten Überschätzungen liegen bei etwa $3.7 \mu\text{m}$ und erreichen bis zu 45 % der einfallenden Strahlung. Bei der Erklärung dieses Verlaufes kann man weitgehend den Argumenten, die bereits bei der Albedo vorgebracht wurden (zunehmende Absorption führt zu abnehmenden Einfluss der Wolkeninhomogenität), folgen, mit der Ausnahme, dass ein Mindestmaß an Absorption vorhanden sein muss um zu einer Differenz zu führen. Es sollte also so etwas wie eine kritische Absorption geben, die bei der Berechnung der Absorption mit der PPHOM Approximation zu maximalen Fehlern führt. Die stärksten Abweichungen der Strahlungsflüsse (Abbildung

23b) liegen bei Wellenlängen von etwa $1\ \mu\text{m}$ und reichen von $-40\ \text{W m}^{-2}$ bis hin zu $30\ \text{W m}^{-2}$.

Wie in Kapitel 7.2, zeigt sich auch hier, dass die ICA wesentlich geringere Fehler produziert als die PPHOM-Methode. Für die aufwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte (Abbildung 24a) variiert der Bereich der Differenzen zwischen $-30\ \text{W m}^{-2}$ und $20\ \text{W m}^{-2}$. Die Mittelwerte über alle Wolkenrealisationen verlaufen monoton von $-6\ \text{W m}^{-2}$ bei einem SZW von 75° bis zu $5\ \text{W m}^{-2}$ bei 15° . Die größten Fehler treten auch hier wieder für die konvektiven, sowie einer Serie stratiformer Wolken auf. Bei diesen stratiformen Wolken handelt es sich wieder um Cirrostrati. Für kleine SZW wird hier die Transmission zugunsten der Albedo von der ICA unterschätzt. Dieses ist wiederum erst durch die vertikal orientierte Struktur konvektiver Wolken möglich, bei denen (im 3D Fall) Netto mehr Photonen aus optisch dicken horizontal in optisch dünnere Bereiche gelangen. Cirrostrati zeichnen sich prinzipiell durch hohe Albeden aus. Eine durch die ICA überschätzte Albedo ist also ein Indiz dafür, dass horizontale Transporte (3D) ein tieferes Eindringen der Photonen in diese Art Wolken ermöglichen um damit die Wahrscheinlichkeit ihrer Transmission zu erhöhen oder durch Absorption die reflektierten Intensitäten zu reduzieren (letzteres trägt wohl zu diesem Effekt bei (Abbildung 24b), reicht quantitativ zur Beschreibung aber nicht aus). Die unterschätzten aufwärtsgerichteten Strahlungsflüsse seitens der konvektiven Wolken bei hohen SZW ergeben sich aus der im 3D Fall (also hier mit großer horizontaler Komponente) höheren Wahrscheinlichkeit, bereits in oberen Schichten seitlich in optisch dicke Regionen zu gelangen und dort zu streuen.

Die Unterschiede zwischen ICA und 3D in der atmosphärischen Absorption (Abbildung 24b) reichen von $-7\ \text{W m}^{-2}$ bei 45° SZW bis zu $11\ \text{W m}^{-2}$ bei einem SZW von 75° . Die stärksten Unterschätzungen treten bei mittleren SZW auf. Das ist erstaunlich, da die Horizontalkomponenten der Photonenbewegungen in diesen Fällen kein Extremum aufweisen. Differenzen der Ergebnisse für stratiforme und mehrschichtige Wolken sind zu vernachlässigen. Bemerkenswert sind die Ergebnisse der Rechnungen mit konvektiven Wolken, denn Überschätzungen der Absorption bei großen SZW (75°) gehen einher mit Unterschätzungen der Anzahl von Streuprozessen (hier nicht dargestellt) bei einer überschätzten mittleren freien Weglänge (hier nicht dargestellt). Dies ist ein Indiz dafür, dass die Photonen bei flachen Sonnenständen zum einen zu lange in Säulen mit hohen Absorptionkoeffizienten verweilen, während optisch dünne Säulen nahezu ungestört vertikal durchlaufen werden, was beides im 3D Fall praktisch nicht vorkommt. Bei niedrigeren Sonnenzenitwinkeln wird die Absorption generell unterschätzt, da ein geringerer SZW in Verbindung mit horizontalen Transporten ein Erreichen optisch dickerer Wolkenboxen im Wolkeninneren durch Seitenwände möglich macht. Bei noch geringeren SZW schließlich

werden im 3D-Fall die horizontalen Komponenten der Photonenbewegung immer geringer und damit auch die Unterschiede in den Ergebnissen von ICA und 3D Rechnungen.

Die Differenzen in den reflektierten und absorbierten Strahlungsflussdichten, sowie in der Albedo und dem Absorptionsvermögen sind in Abbildung 25 spektral aufgelöst dargestellt. Die stärksten Unterschätzungen in der Albedo (Abbildung 25c) liegen bei etwa 15% im sichtbaren Spektralbereich. Dies entspricht einer Unterschätzung im aufwärtsgerichteten Fluss (Abbildung 25a) von etwa 22 W m^{-2} . Die maximale Überschätzung im Bereich um $3.8 \mu\text{m}$ von etwa 3% ist energetisch zu vernachlässigen (vgl. Tabelle 6 auf Seite 67). Das Muster der Albedo-Differenzen folgt im Wesentlichen dem bereits im Vergleich PPHOM - 3D (Abbildung 23c) besprochenen, d.h. auch im hier betrachteten Fall wirkt eine durch erhöhte Absorption in ihrem Einfluss begrenzte Inhomogenität Differenzen reduzierend. Bedingt durch den spektralen Verlauf der Solarkonstanten treten die stärksten Abweichungen in den aufwärtsgerichteten Strahlungsflüssen zwischen $0.2 \mu\text{m}$ und $1.185 \mu\text{m}$ auf, mit einer maximalen Überschätzung im sichtbaren Spektralbereich bis zu 13 W m^{-2} bei einem SZW von 15° .

Die größten Differenzen im atmosphärischen Absorptionsvermögen (Abbildung 25d) treten bei SZW von 75° auf. Die mittlere Überschätzung der Absorption um den Spektralbereich von $1 \mu\text{m}$ um etwa 2 % ist dabei energetisch von größerer Bedeutung als die mittleren Unterschätzungen bei $2 \mu\text{m}$ (um etwa 3 %) und $3.8 \mu\text{m}$ (um etwa 5 %). Prinzipiell gilt auch hier, dass ein erhöhtes Absorptionsvermögen zu reduzierten Differenzen führt. In diesem Falle ist jedoch die Absorption selbst „Messgröße“. Demnach finden sich Absorptionsdifferenzen nicht in transparenten, oder besser in nichtabsorbierenden Spektralintervallen. Die Folge ist ein, gegenüber der aufwärtsgerichteten Strahlungsflussdichten (Abbildung 25a), zum infraroten Spektralbereich hin verschobenes Differenzenmaximum der absorbierten Strahlungsflüsse (Abbildung 25b). Für Wellenlängen um $1 \mu\text{m}$ liegen die größten Unterschätzungen bei etwa 5 W m^{-2} für SZW von 15° und 30° , während die stärksten Überschätzungen von etwa 8 W m^{-2} bei einem SZW von 75° hervorgerufen werden. Die über alle Wolkenrealisierungen gemittelten Differenzen liegen in den genannten Fällen bei jeweils etwa 1.5 W m^{-2} .

Um auch in diesem Fall (fester solarer Azimutwinkel und periodische Randbedingungen) die Einflüsse von horizontaler Auflösung und Sonnenzenitwinkel festzustellen, wurde die in Abbildung 17 a und b auf Seite 57 bereits vorgestellte Wolke (auch in den Abbildungen 22 und 24 durch ein großes Dreieck markiert) unter den, gegenüber dem variablen Azimut und reflektierenden Rändern, veränderten Bedingungen erneut untersucht. Abbildung 26 zeigt die Fehler der ICA in % der „Wahrheit“ für die Albedo (a) und die atmosphärische

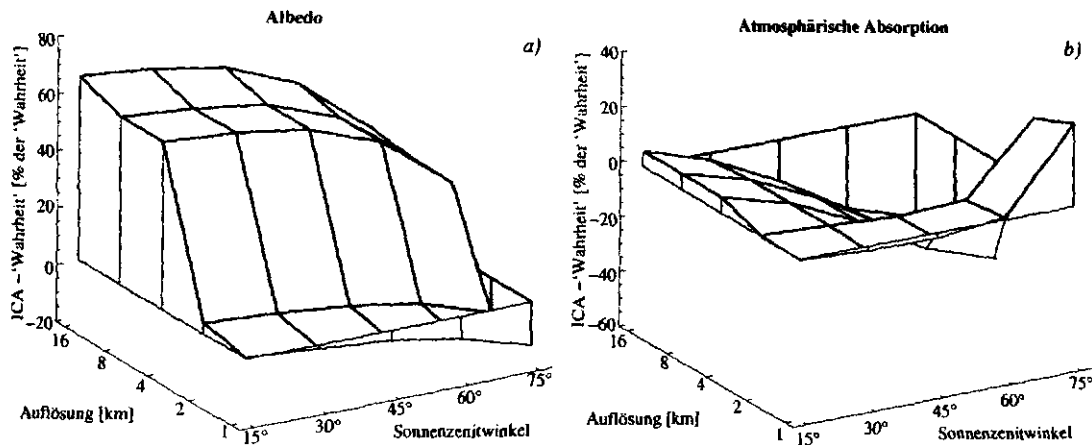


Abbildung 26: Fehler der ICA in % der „Wahrheit“ (3D Monte Carlo Lauf mit höchster (1 km × 1 km) Auflösung) für die Albedo (a) und die atmosphärische Absorption (b) als Funktion von Auflösung und SZW für den spektralen Bereich von 0.3927 μm - 0.72 μm .

Absorption (b).

Mit zunehmender Größe der Säulengrundflächen wird die Albedo von der ICA mehr und mehr überschätzt. Unterschätzungen treten nur bei Säulenflächen von 1 × 1 km² und 2 × 2 km² in Verbindung mit großen SZW auf. Ab einer Auflösung von 4 km überschätzt die ICA die Albedo um mehr als 60 % bei einem SZW von 15°. Mit zunehmendem SZW nimmt die Überschätzung jedoch leicht ab. Dieser Verlauf entspricht im Wesentlichen dem inversen Muster des Experimentes zur totalen Transmission bei reflektierenden Randbedingungen und variablen Sonnen-Azimutwinkel. In den Fällen der Unterschätzung wird in der ICA ein größerer Teil der Photonen vom Untergrund absorbiert. Den Unterschied machen dabei diejenigen Regionen aus, die im 3D Fall abgeschattet sind, im ICA-Fall jedoch ohne vorherige Streuung erreicht werden. Die Größe dieser Regionen wächst mit dem Sonnenzenitwinkel. Ab einer Pixelfläche von 4 × 4 km² verbleiben lediglich 2 von 16 Säulen wolkenfrei. Der prozentuale Anteil der direkt „sichtbaren“ Bodenfläche ist somit im 3D Fall größer, verringert sich aber bei größeren SZW zusammen mit den Albedo-Differenzen.

Im Falle der atmosphärischen Absorptionen treten Überschätzungen für SZW von 15° und horizontalen Auflösungen geringer als 2 km auf, besonders aber bei Auflösungen 1 km bis 2 km und einem SZW von 75°. Unterschätzungen treten von einem SZW ab 30° aufwärts und bei einer horizontalen Auflösung von 4 km oder geringer auf. Die Extremwerte liegen

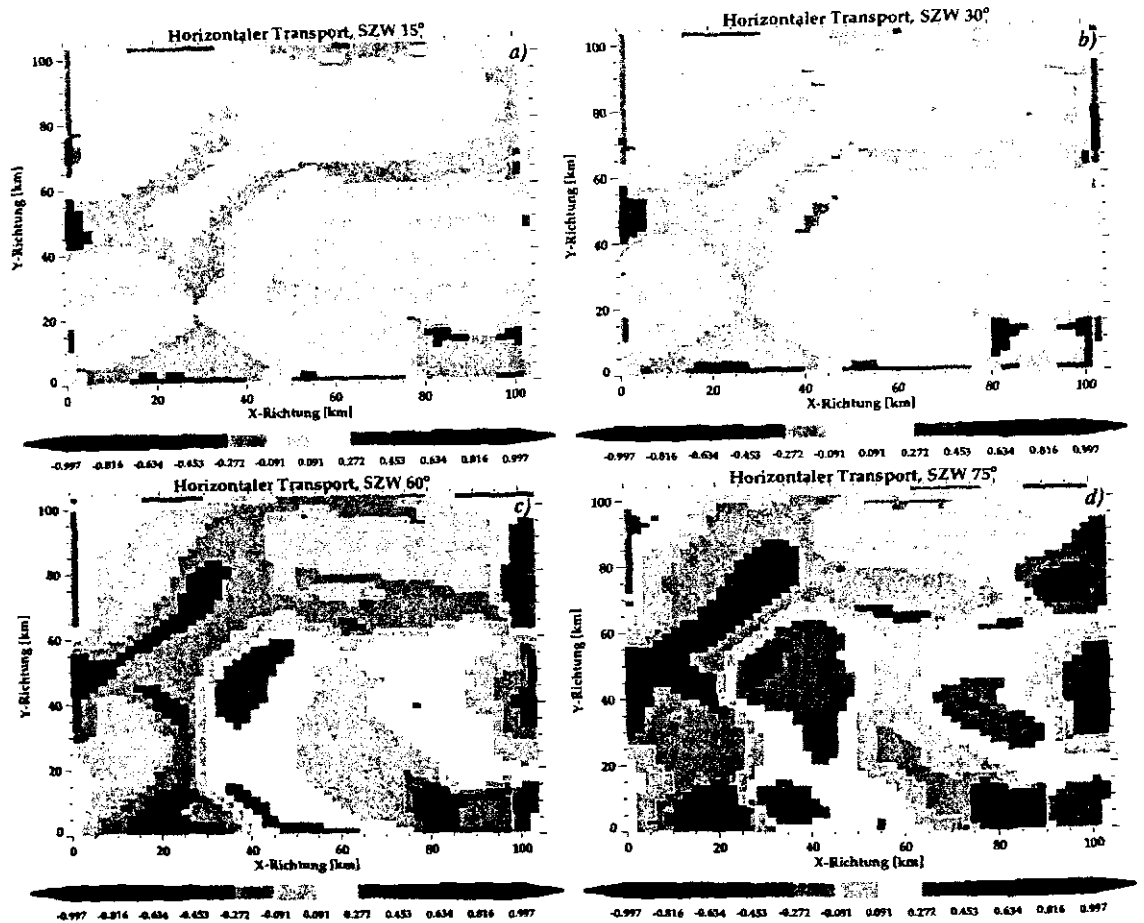


Abbildung 27: Horizontaltransporte für verschiedene Sonnenzenitwinkel, nämlich 15° (a), 30° (b), 60° (c) und 75° (d) im spektralen Bereich von $0.3927 \mu\text{m}$ - $0.72 \mu\text{m}$. Negative Werte bezeichnen Transporte in die Säule.

für die Unterschätzung bei etwa 40 % und die Überschätzung bei etwa 30 %. Die Begründung für diesen Verlauf ist hier ähnlich geartet wie bei der Albedo:

Bei hohen Sonnenständen (15° und 30° SZW), also geringen Horizontalanteilen der Photonenbewegung fallen die Differenzen eher gering aus. Eine horizontale Auflösung bis 2 km erhält die Struktur optisch dicker Säulen. Die ICA verhindert ein seitliches Ausbreiten aus den relativ schlanken Säulen mit hohen optischen Dicken, so dass Photonen in diesen Bereichen effektiv absorbiert werden. Im 3D Fall ist ein horizontaler Transport in optisch dünnere Regionen hingegen jederzeit möglich. Bei einer Vergrößerung der Säulenflächen und einer damit einhergehenden Verschmierung der optischen Dicke wird auch die Aufenthaltsdauer der Photonen in den Säulen reduziert. Die dadurch herbeigeführte Unterschätzung der Absorption wird umso stärker, je größer die Trefferwahrscheinlichkeit

der optisch dicken Säulen im 3D Fall wird. Die Trefferwahrscheinlichkeit wächst mit den horizontalen Komponenten der Photonenbahn, also mit dem SZW.

Wie bereits erwähnt, ist der Netto-Horizontaltransport (definiert durch Gleichung 41 auf Seite 60) der wesentliche Unterschied zwischen den Experimenten ICA und 3D. Anhand von Abbildung 27 soll dieser Unterschied in Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel diskutiert werden. Durchgeführt wurden diese Experimente an einer Mehrschichtenwolke. Die Form dieser Wolke ist in Abbildung 5 auf Seite 29 dargestellt, das Muster der optischen Dicke in Abbildung 19 auf Seite 61. Die Position dieser Wolke in den Darstellungen einiger Strahlungsfluss-Differenzen (Abbildung 22 und 24) ist durch die großen \square -Symbole gekennzeichnet.

Die in Abbildung 27 a bis d dargestellten Muster des Netto-Horizontaltransportes scheinen mit steigendem SZW bei gleichzeitiger Intensivierung von rechts nach links zu propagieren. Die periodischen Randbedingungen ermöglichen dabei eine Wanderung der Muster über den linken Rand hinaus. Größte Strahlungsenergie-Verluste (positive Werte) sind in Bereichen starker horizontaler Gradienten der optischen Dicke, besonders an den abgeschatteten Seiten auszumachen. Gewinne, also negative Transportwerte fallen generell in Regionen mit geringer optischer Dicke. Mit zunehmenden SZW rücken die Säulen mit den größten Gewinnen jedoch in die beschienenen Bereiche größerer optischer Dicke. Bei niedrigen SZW gehen Photonen vorwiegend durch Streuung in einem schmalen Bereich am Rande von optisch dicken Regionen verloren. In Fällen höherer SZW werden die Gewinne und Verluste immer gerichteter, d.h. Verluste quer zur Einfallsrichtung der Photonen werden seltener. Zudem werden optisch dünne Säulen in zunehmendem Maße horizontal passiert. Die Photonen überschreiten die Modellgrenzen vermehrt in den nächsten Bereichen hoher optischer Dicke. Ein ähnliches Verhalten hat sich bereits in Kapitel 7.2 angedeutet. Der große Unterschied zu den dort abgebildeten Horizontaltransporten liegt in der monotonen Zunahme der Gewinne und Verluste mit dem SZW und den absolut höheren Werten. Bestand bei variablem Sonnen-Azimutwinkel die Möglichkeit (abhängig von Wolkengeometrie und SZW) der gleichmäßigen Ausleuchtung, so werden im hier betrachteten Fall mit wachsendem SZW buchstäblich die Schatten länger.

Abbildung 27 macht deutlich, dass die mittels der ICA berechnete Strahlungsflüsse auf Pixel-Ebene bei festem solaren Azimutwinkel zu großen Fehlern führen können, da die Strahlungsflüsse einzelner Säulen zum Teil zu über 50 % von den umliegenden Säulen beeinflusst werden können. Die Regionen dieser potentiellen Fehler, sowie die Größe des Fehlers selbst, wachsen aufgrund von Schatteneffekten mit dem solaren Zenitwinkel. Tatsächlich kann man mittels Satellitenmessungen (Helligkeit und Temperatur der

Wolkenoberkante) diese 3D-Schatteneffekte durch Unterscheidung beleuchteter und abgeschatteter Wolkenpixel messen.

7.3.6 Schlussfolgerung

Es hat sich gezeigt, dass die Annahme horizontal homogener Wolken im Strahlungstransport zu großen Fehlern in den berechneten Strahlungsflüssen führt. In nahezu allen betrachteten Spektralintervallen wurde die Albedo zum Teil erheblich überschätzt. Bedingt durch Unterschiede in der verfügbaren Energie sind die Unterschiede bei hohen Sonnenständen am größten. Die atmosphärische Absorption wird bei geringen SZW über- und bei größeren SZW unterschätzt. Über die optischen Dicken gemittelt sind diese Unterschiede so groß (25 bis 80 W m^{-2} im Falle der Albedo und -10 bis 15 W m^{-2} im Falle der Absorption), dass die PPHOM Approximation, wie sie in dieser Studie untersucht wurde für eine Bilanzierung der Strahlungsenergie ungeeignet erscheint.

Wie erwartet weist die ICA bei der Berechnung gebietsgemittelter aufwärtsgerichteter Flüsse und Absorptionen geringere Fehler auf. Bei extrem hohen oder flachen Sonnenständen sind allerdings selbst die über alle Wolkenrealisierungen gemittelten Differenzen von -6 W m^{-2} bei 75° und 5 W m^{-2} bei 15° nicht mehr zu vernachlässigen. Die Abweichungen für einzelne, besonders konvektive Wolken sind bis zu fünfmal größer.

Die Parametrisierung der Wolkenstrahlungsbilanz in den GCMs basiert zur Zeit auf der PPHOM Approximation. Da aus eindimensionalen Strahlungstransportberechnungen, wie gezeigt erhebliche Fehler resultieren, sollten hier die Strahlungsflüsse unter Einbeziehung der Wolkeninhomogenität parametrisiert werden. Eine Korrektur der Strahlungsbilanzen über Korrekturfaktoren (z.B. reduzierte optische Dicke) erscheint bei der Streuung der Fehler wenig erfolgversprechend.

Zur Ableitung von Satellitenalgorithmen sollten in Anbetracht der diskutierten Abweichungen dreidimensionale Strahlungstransportmodelle den Vorzug gegenüber ICA basierenden Modellen erhalten. Dies gilt besonders, wenn unter großen Zenitwinkeln gemessen wird (flacher Blickwinkel des Messgerätes) oder unter großen Zenitwinkeln einfallende Photonen (flacher Sonnenstand) gemessen werden.

Die Annahme, dass eine geometrisch vereinfachte Darstellung der Wolkenfelder zu einer generellen Unterschätzung der atmosphärischen Absorption führt, konnte im Rahmen die-

ser Untersuchung nicht bestätigt werden. Zwar unterschätzen sowohl Rechnungen mittels PPHOM Approximation in großen SZW (60° und 75°) als auch der ICA in kleineren SZW (15° bis 60°) die atmosphärische Absorption aber beide Näherungen erklären den Effekt der anomalen Absorption nicht. Während die PPHOM Approximation die Absorption bei hohem Sonnenstand überschätzt sind die Unterschätzungen seitens der ICA um eine Größenordnung kleiner, als der für die anomale Absorption angenommene Wert (z.B. Cess et al., 1995).

Eine Sensitivitätsstudie mit variiertem räumlicher Auflösung zeigt zum Einen, dass der Gradient der Abweichungen in den Strahlungsflüssen zwischen Kantenlängen von 1 und 2 km nicht sehr groß ist, die Differenzen der mehrschichtigen Wolken also mit denen der konvektiven und stratiformen vergleichbar sind. Zum Anderen reagieren die Differenzen sehr sensitiv auf das Schließen von Wolkenlücken durch Verbreiterung der Säulenflächen. Im betrachteten Fall führte die Reduzierung der Auflösung zu einer Vergrößerung der Fehler. Besonders ausgeprägt ist die Abhängigkeit der Albedo-Differenzen von der horizontalen Auflösung, während sich die Variationen des SZW kaum in den Differenzen manifestieren. Der Eingriff in die dreidimensionale Struktur der Wolke wog also schwerer als die Verminderung des Einflusses der Horizontalkomponenten der Photonenbewegung.

Die Untersuchung der Netto-Horizontaltransporte hat gezeigt, dass die Strahlungsflüsse einzelner Pixel umso weniger von den optischen Eigenschaften der betreffenden Säule abhängt, je größer der Sonnenzenitwinkel ist. Ohne Kenntnis des gebietsgemittelten Fehlers kann man sagen, dass der lokale Fehler bei der Berechnung der Strahlungsflüsse mittels ICA mit dem SZW zunimmt. Mit den größten Fehlern ist in den Regionen um den stärksten horizontalen Gradienten der optischen Dicke zu rechnen.

Diese Ergebnisse gelten nur für die eingangs beschriebenen Versuchsbedingungen. Eine Modifizierung der Untergrundalbedo könnte zu quantitativen Änderungen der Ergebnisse führen, sollte die qualitativen Schlüsse jedoch unberührt lassen. Problematischer ist die Frage nach der Repräsentativität der Wolkenfelder. Selbst wenn die optischen Eigenschaften der unbewölkten Atmosphäre und der modellierten Wolken physikalisch korrekt aus den Eingangsdatensätzen bestimmt wurden, bleibt also die Frage, welchen räumliche und zeitliche Anteil der realen Atmosphäre diese Modellfelder widerspiegeln. Es wäre demnach wünschenswert ähnliche Untersuchungen an Wolken- oder Atmosphärenfeldern anderer Herkunft durchzuführen. Im Hinblick auf die geforderte Repräsentativität dieser Felder wären hierfür aus Messungen abgeleitete Daten besonders geeignet.

8 Abschließende Betrachtungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Einflüsse atmosphärischer Inhomogenitäten auf den Transport solarer Strahlung untersucht. Dabei wurde gezeigt, dass die horizontale Verteilung des Wasserdampfes allein eine eher untergeordnete Rolle bei der Bestimmung gebietsgemittelter Strahlungsflussdichten spielt (Abschnitt 7.1), während die horizontale Inhomogenitäten der Wolkenhydrometeore einen erheblichen Einfluss, sowohl auf die kurzwelligen (Abschnitt 7.2), als auch auf die breitbandigen (Abschnitt 7.3) solaren Strahlungsflussdichten haben. Generell sind die Abweichungen der Resultate aus ICA-Rechnungen gegenüber den 3D-Ergebnissen geringer als die, der mittels PPHOM-Approximation bestimmten Strahlungsflüsse. Die Fehler sowohl durch die PPHOM-Approximation, als auch durch die ICA weisen starke Abhängigkeiten vom solaren Zenitwinkel auf. Eine Sensitivitätsstudie hat gezeigt, dass eine Vergrößerung der Säulengrundfläche zu einem Wachstum der ICA-Fehler führt, obwohl der Einfluss der Horizontalkomponenten der Photonenbahnen mit reduzierter Auflösung geringer wird (die ICA ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass alle Säulen [horizontal] unendlich groß sind). Dieses lässt sich damit erklären, dass sich die ICA mit reduzierter Auflösung der PPHOM-Approximation (ein Spezialfall der ICA mit nur einer Säule) annähert. Die Annahme von Meerkötter und Degünther (1999), nachdem ein mittels ICA abgeleiteter Fernerkundungsalgorithmus mit sinkender Auflösung an Genauigkeit gewinnt, kann hier also nicht bestätigt werden.

In keiner der hier durchgeführten Untersuchungen fand sich ein Hinweis auf die von Cess et al. (1995) beschriebenen anomale Absorptionen. Die Effekte durch die Vernachlässigung der horizontalen Wasserdampfverteilung (Abschnitt 7.1) erwiesen sich hier als viel zu gering, auch wiesen diese keine bevorzugte Unterschätzung auf. Ein größerer Einfluss zeigt sich bei der Betrachtung der Wolkenhydrometeore als horizontal homogen (Abschnitt 7.3). Bei Sonnenzenitwinkeln von 60° und 75° ergaben sich über alle optische Dicken gemittelte Unterschätzungen von etwa 10 W m^{-2} , was der Größenordnung der anomalen Absorption entspricht. Bei höheren Sonnenständen (15° und 30°) führte die PPHOM-Approximation zu einer Überschätzung der atmosphärischen Absorption in gleicher Größenordnung. Bei einer Vernachlässigung der Horizontalkomponente von Photonenbahnen (und damit auch bei mittels ICA abgeleiteten Wolkenparametrisierungen in GCMs) ist für Sonnenzenitwinkel von 15° bis 60° mit einer mittleren Unterschätzung der atmosphärischen Absorption von etwa 2 W m^{-2} zu rechnen (Abschnitt 7.3). Flachere Sonnenstände führen hier wiederum zu einer Überschätzung. Selbst die maximalen Unterschätzungen von 7 W m^{-2} liegen deutlich unter denen für die anomale Absorption postulierten Werten. Li et al. (1995) vermuten, dass sich die unterschätzte Absorption teilweise durch Verteilungen von Aerosolen erklären lässt. Diese Vermutung ergibt sich aus der räumlichen Verteilung der CRFR. Da

in den hier präsentierten Untersuchungen die Aerosole keine Berücksichtigung fanden, muß dieser Sachverhalt ungeklärt bleiben. Offen bleibt weiterhin auch, ob die Genauigkeiten der Messungen eine Aussage über die anomale Absorption zulassen (z.B. Imre et al., 1996).

Die starken Abhängigkeiten der erzielten Genauigkeiten sowohl vom solaren Zenitwinkel als auch von der horizontalen räumlichen Auflösung zeigen, dass diese Größen bei der Parametrisierung von Strahlungsflüssen berücksichtigt werden müssen (z.B. bei der Korrektur über eine reduzierte optische Dicke).

Um die Ergebnisse der Strahlungstransportrechnungen realistischer zu gestalten, wäre es sinnvoll, ein Aerosolmodell miteinzubeziehen. Ferner sollten Rechnungen mit realistischen Untergrundalbeden durchgeführt werden. Da unsicher ist, wie realistisch und wie repräsentativ die von GESIMA produzierten Wolken sind, wäre eine Ausdehnung des Wolkendatensatzes auf Wolkenfelder anderer Herkunft (z.B. Large Eddy Simulationen (LES) oder Ableitungen aus Wolkenradar-Daten) sinnvoll. Wolkenfelder, die aus Satellitendaten abgeleitet wurden, sollten für eine Untersuchung, wie sie hier durchgeführt wurde, nicht verwendet werden, da zur Ableitung der Fernerkundungsalgorithmen selbst die ICA eingesetzt wird (z.B. Chambers et al., 1997b).

Im Rahmen des Anfang 2001 anlaufenden Verbundprojektes „4DWOLKEN“ werden voraussichtlich einige der hier offen gelassenen Fragen beantwortet.

Anhang

A Symbole

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
A	Absorption	—	—
B	Planck-Funktion	—	$W\ m^{-2}\ sr^{-1}$
c	Lichtgeschwindigkeit	29 979 245 800	$cm\ s^{-1}$
CRF	Strahlungsantrieb der Wolken	—	—
f	Normierte Linienform	—	cm
E	Energieterm des unteren Energieniveaus beim Quantensprung	—	cm^{-1}
F	Strahlungsflussdichte	—	$W\ m^{-2}$
\bar{j}	Temperaturabhängigkeitsparameter der Rotationszustandssummen	—	—
h	Schichtdicke	—	m
h	Plancksche Konstante	$6.626176 \cdot 10^{-34}$	Js
H	Netto Horizontaltransport	—	—
J	Quellfunktion	—	$W\ m^{-2}\ sr^{-1}$
k	Volumen-Absorptionskoeffizient	—	m^{-1}
\hat{k}	Absorptionsquerschnitt	—	cm^2
k	Boltzmann-Konstante	$1.38066 \cdot 10^{-23}$	$J\ K^{-1}$
lwc	Flüssigwassergehalt	—	$kg\ m^{-3}$
L	Strahldichte	—	$W\ m^{-2}\ sr^{-1}$
m	Molekulargewicht	—	kg
n	Temperaturabhängigkeitsparameter der Lorentz Halbwertsbreite	—	—
p	Atmosphärischer Druck	—	hPa
p_0	Referenzdruck	—	hPa
P	Normierte Streufunktion	—	sr^{-1}

in den hier präsentierten Untersuchungen die Aerosole keine Berücksichtigung fanden, muß dieser Sachverhalt ungeklärt bleiben. Offen bleibt weiterhin auch, ob die Genauigkeiten der Messungen eine Aussage über die anomale Absorption zulassen (z.B. Imre et al., 1996).

Die starken Abhängigkeiten der erzielten Genauigkeiten sowohl vom solaren Zenitwinkel als auch von der horizontalen räumlichen Auflösung zeigen, dass diese Größen bei der Parametrisierung von Strahlungsflüssen berücksichtigt werden müssen (z.B. bei der Korrektur über eine reduzierte optische Dicke).

Um die Ergebnisse der Strahlungstransportrechnungen realistischer zu gestalten, wäre es sinnvoll, ein Aerosolmodell miteinzubeziehen. Ferner sollten Rechnungen mit realistischen Untergrundalbeden durchgeführt werden. Da unsicher ist, wie realistisch und wie repräsentativ die von GESIMA produzierten Wolken sind, wäre eine Ausdehnung des Wolkendatensatzes auf Wolkenfelder anderer Herkunft (z.B. Large Eddy Simulationen (LES) oder Ableitungen aus Wolkenradar-Daten) sinnvoll. Wolkenfelder, die aus Satellitendaten abgeleitet wurden, sollten für eine Untersuchung, wie sie hier durchgeführt wurde, nicht verwendet werden, da zur Ableitung der Fernerkundungsalgorithmen selbst die ICA eingesetzt wird (z.B. Chambers et al., 1997b).

Im Rahmen des Anfang 2001 anlaufenden Verbundprojektes „4DWOLKEN“ werden voraussichtlich einige der hier offen gelassenen Fragen beantwortet.

Anhang

A Symbole

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
A	Absorption	—	—
B	Planck-Funktion	—	$W\ m^{-2}\ sr^{-1}$
c	Lichtgeschwindigkeit	29 979 245 800	$cm\ s^{-1}$
CRF	Strahlungsantrieb der Wolken	—	—
f	Normierte Linienform	—	cm
E	Energieterm des unteren Energieniveaus beim Quantensprung	—	cm^{-1}
F	Strahlungsflussdichte	—	$W\ m^{-2}$
\tilde{j}	Temperaturabhängigkeitsparameter der Rotationszustandssummen	—	—
h	Schichtdicke	—	m
h	Plancksche Konstante	$6.626176 \cdot 10^{-34}$	Js
H	Netto Horizontaltransport	—	—
J	Quellfunktion	—	$W\ m^{-2}\ sr^{-1}$
k	Volumen-Absorptionskoeffizient	—	m^{-1}
\hat{k}	Absorptionsquerschnitt	—	cm^2
k	Boltzmann-Konstante	$1.38066 \cdot 10^{-23}$	$J\ K^{-1}$
lwc	Flüssigwassergehalt	—	$kg\ m^{-3}$
L	Strahldichte	—	$W\ m^{-2}\ sr^{-1}$
m	Molekulargewicht	—	kg
n	Temperaturabhängigkeitsparameter der Lorentz Halbwertsbreite	—	—
p	Atmosphärischer Druck	—	hPa
p_0	Referenzdruck	—	hPa
P	Normierte Streufunktion	—	sr^{-1}

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
P_R	Rayleigh-Streufunktion	—	sr^{-1}
P_t	Wegpunkte	—	—
q	Extinktionseffizienz	—	—
Q_v	Vibrationszustandssummen	—	—
r	Zufallszahl	$(0 < r < 1)$	—
r_{eff}	Effektiver Radius	—	m
R	Albedo	—	—
RR	Regenrate	—	$mm\ h^{-1}$
s	Wegstrecke	—	m
$step$	Schrittweite	—	m
S	Linienintensität	—	cm
T	Temperatur	—	k
T_0	Referenztemperatur	—	k
T^*	Transmission	—	—
$\overline{T^*}$	Effektive Transmission	—	—
v_{eff}	Effektive Varianz	0.15	—
α_D	Doppler Halbwertsbreite	—	cm^{-1}
α_L	Lorentz Halbwertsbreite	—	cm^{-1}
β_s	Volumen-Streukoeffizient	—	m^{-1}
γ	Korrekturterm der Rayleigh-Streufunktion	—	—
$\hat{\beta}_s$	Streuquerschnitt	—	cm^2
β_x	Volumen-Extinktionskoeffizient	—	m^{-1}
$\hat{\beta}_x$	Extinktionsquerschnitt	—	cm^2
θ	Zenitwinkel	—	$^\circ$
θ_0	Solarer Zenitwinkel	—	$^\circ$
$\hat{\theta}$	Zenitwinkel diffuser Strahlung	—	$^\circ$
λ	Wellenlänge	—	μm
ν	Wellenzahl	—	cm^{-1}
ν_0	Wellenzahl des Linienzentrums	—	cm^{-1}

↔

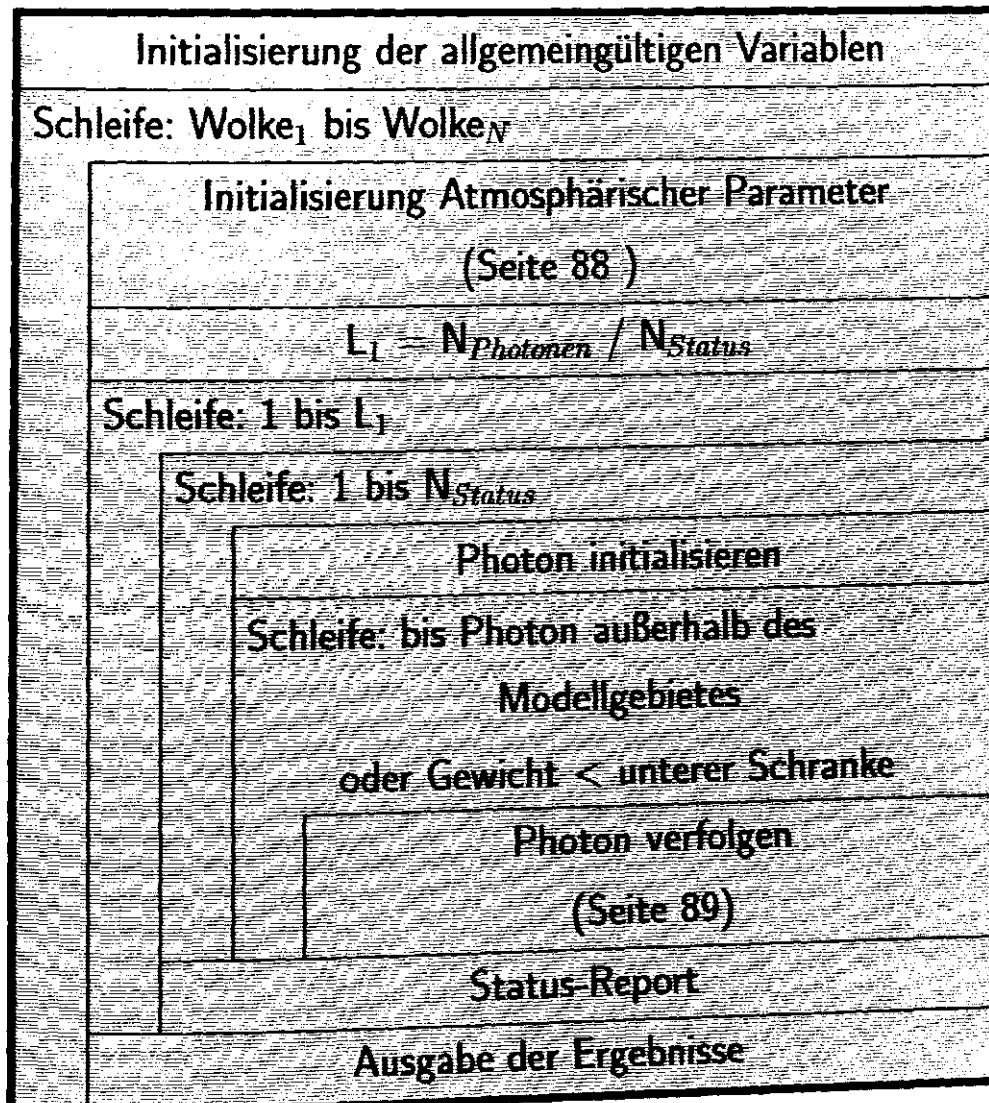
Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
ν_{j1}, ν_{j2}	Einflussgrenzen der Linien	—	cm^{-1}
ρ_n	Wellenlängenabhängiger Depolarisationsfaktor	—	—
ϱ	Dichte	—	$kg\ m^{-3}$
τ	Optische Dicke	—	—
ϕ	Azimutwinkel	—	°
ϕ_0	Solarer Azimutwinkel	—	°
$\dot{\phi}$	Azimutwinkel diffuser Strahlung	—	°
ω_0	Einfachstreueralbedo	—	—
\Re	Relativer Fehler	—	%
Υ	Verfügbare Optische Dicke	—	—

B Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
3D	Dreidimensionale Inhomogenität
AVHRR	Erweitertes, hoch auflösendes Radiometer
CRFR	Wolken-Strahlungsantrieb Verhältnis
DA	Verdopplungs- oder Additionsmethode
DWD	Deutscher Wetterdienst
GCM	Globales Atmosphärenmodell
GESIMA	Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre
HITRAN	Hochaufgelöste Molekular-Absorptions Datenbasis
I3RC	Vergleichsprojekt dreidimensionaler Strahlungstransportmodelle
ICA	Unabhängige Säulen Näherung
IfM	Institut für Meereskunde Kiel
IR	Infrarot
LES	Large Eddy Simulation
LUT	Tabellierte Streufunktion
MOM	Matrix-Operator-Methode
PAR	Photosynthetisch relevanter Strahlungsbereich (0.4 μm bis 0.7 μm)
PPHOM	Planparallel und homogen
RMS	Quadratwurzel der mittleren quadratischen Abweichung
SHDOM	Sphärisch harmonische diskrete Ordinaten Methode
SOS	Methode der sukzessiven Streufolge
STG	Strahlungstransportgleichung
SZW	Solarer Zenitwinkel
UV-A	Ultravioletter Strahlungsbereich (0.32 μm bis 0.4 μm)
UV-B	Ultravioletter Strahlungsbereich (0.28 μm bis 0.32 μm)

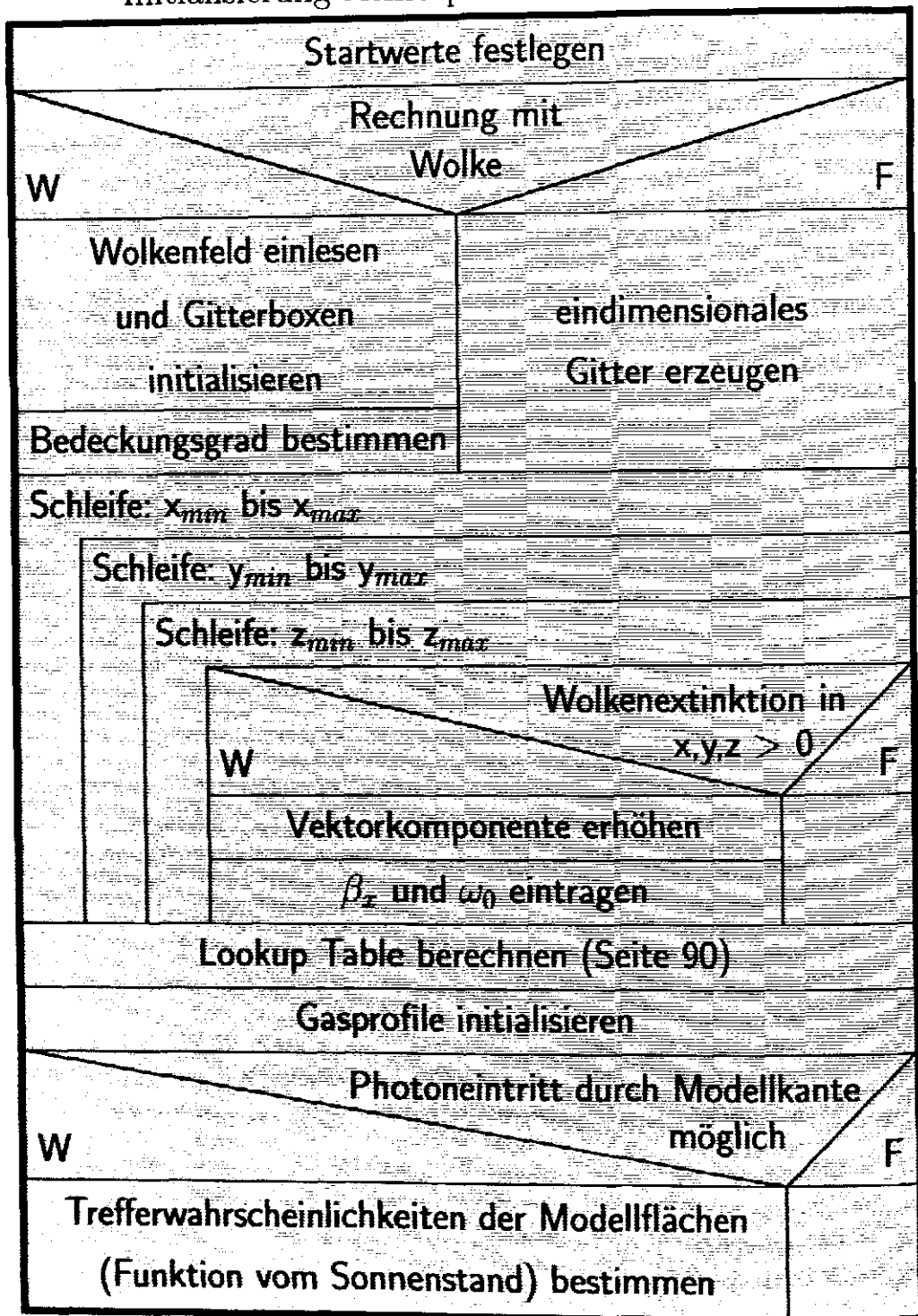
C Struktogramm des Monte Carlo Programms

Dieser Abschnitt gibt einen groben Überblick über den Ablauf und die Struktur des hier verwendeten Monte Carlo Strahlungstransportmodelles.



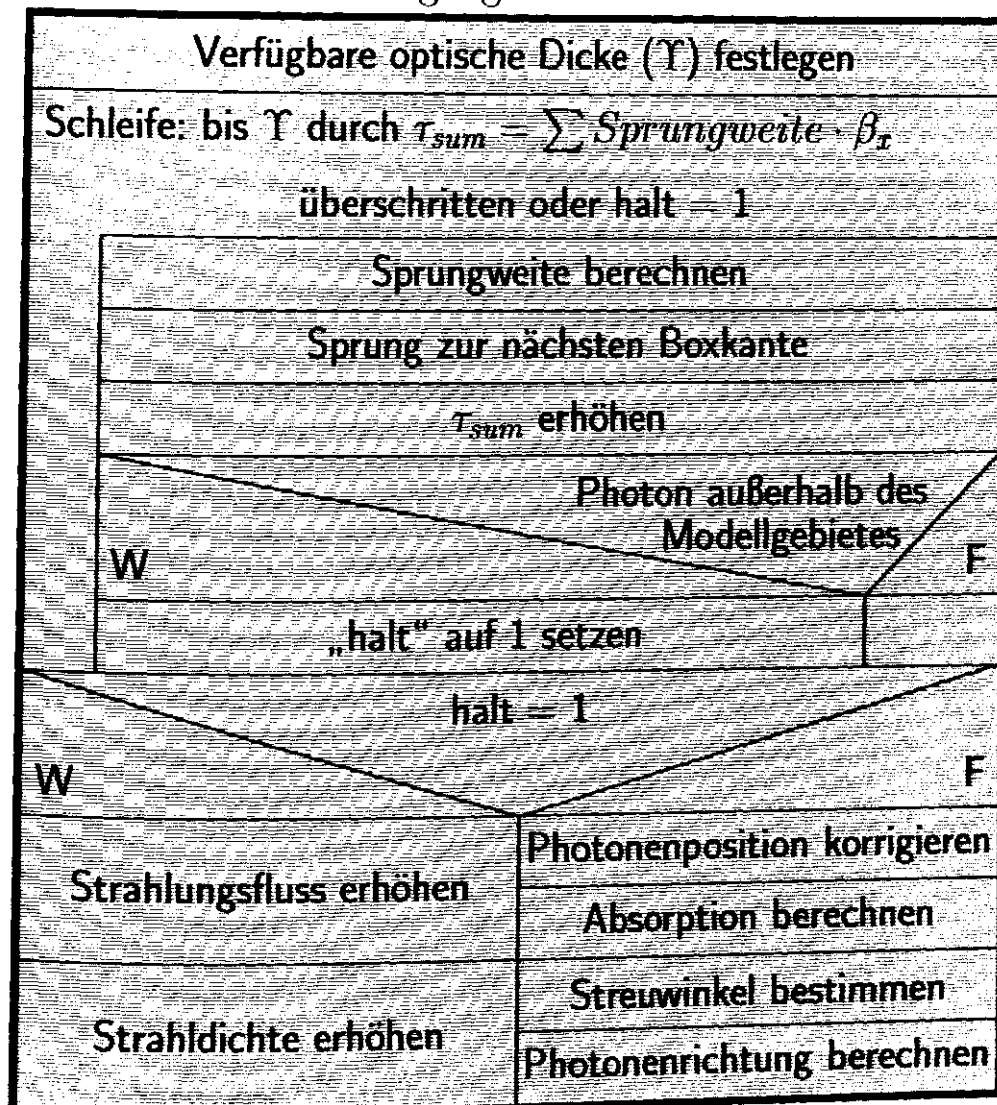
In obigem Diagramm bezeichnet $N_{Photonen}$ die Gesamtzahl der Photonen und N_{Status} die Anzahl der Photonen, nach deren Durchlauf ein Statusbericht erfolgen soll. Wolke _{i} kennzeichnet die zu untersuchenden Wolkenfelder. Gewicht meint hier das „Gewicht“ des Photons (siehe Abschnitt 6.2 auf Seite 34).

Initialisierung Atmosphärischer Parameter



Bei der Initialisierung der atmosphärischen Parameter (Diagramm auf der vorhergehenden Seite) stehen x_{min} und x_{max} für die kleinsten, bzw. größten Indizes der Modellboxen in X-Richtung. Entsprechendes gilt für die Y- und Z-Richtung.

Verfolgung der Photonen



Die Variable halt hat im Diagramm zur Photonenvverfolgung die Funktion eines Schalters (engl. flag). Sie dient ausschließlich der Fallunterscheidung.

D Erstellung der Lookup Table

Um die Berechnung des zenitalen Streuwinkels zu beschleunigen, ist es sinnvoll, die effektiven Streufunktionen einer jeden Modellbox in die Form von Lookup Table zu bringen. Somit ist es möglich ein aufwendiges iteratives Verfahren (siehe Gleichung 33 auf Seite 36) zu umgehen. Im Falle eines Streuprozesses kann der zenitale Streuwinkel durch

$$\theta = (\theta_{So} - \theta_{Su})(r_{LT} - A_u) + \theta_{Su} \quad (42)$$

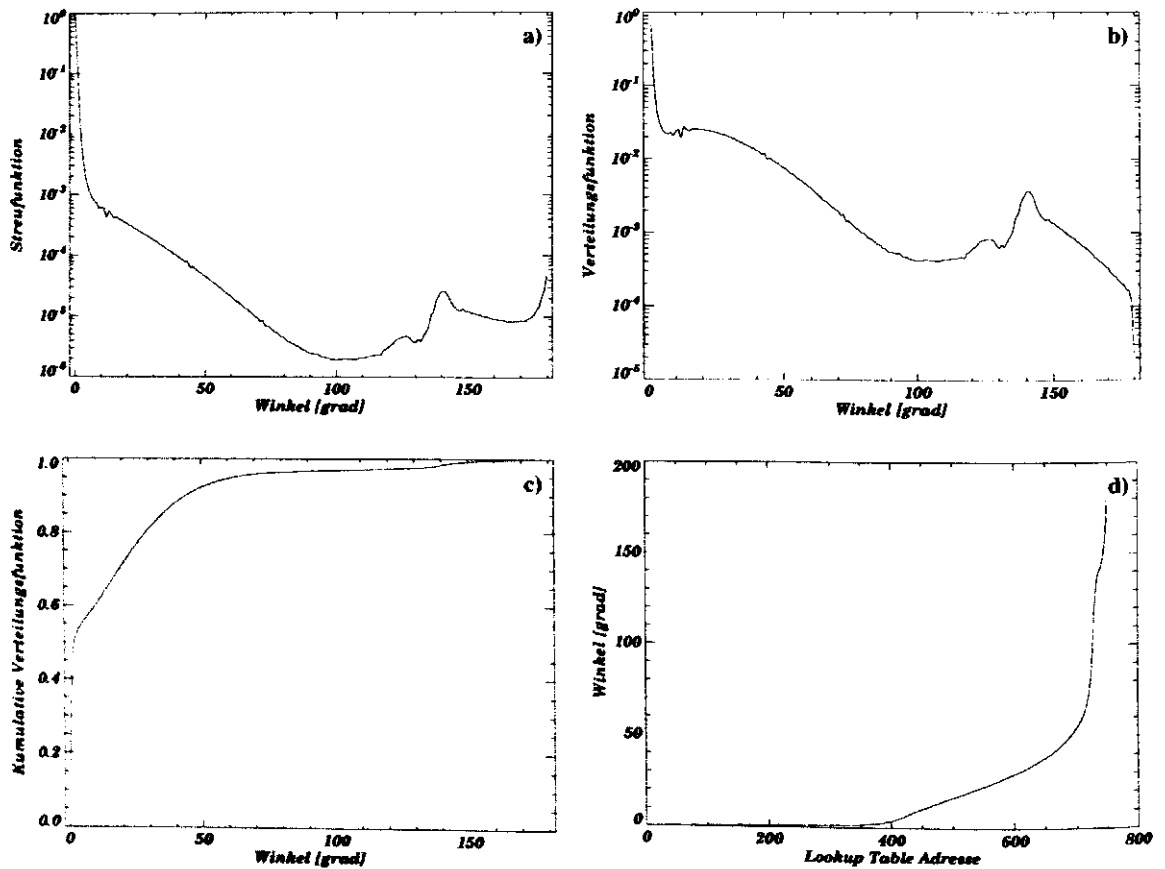


Abbildung 28: Der Weg von einer Streufunktion zum Lookup Table. a: Ursprüngliche Streufunktion, b: Verteilungsfunktion, c: Auf 1 normierte Kumulative Verteilungsfunktion und d: Lookup Table.

schnell bestimmt werden. Dabei sind:

$$r_{LT} = \text{Zufallszahl } (1 < r_{LT} < \max(\text{Lookup Table Adressen}) \quad [-]$$

$$A_u = \text{Ganzzahliger Teil von } r_{LT} \quad [-]$$

$$\theta_{Su} = \text{Winkel aus LUT } (\theta(A_u)) \quad [^\circ]$$

$$\theta_{So} = \text{Winkel aus LUT } (\theta(A_u + 1)) \quad [^\circ]$$

Die Transformation von den Streufunktionen zu den LUTs erfolgt in drei Schritten (Abbildung 28 a bis d):

1. Überführung von einer Beschreibung des Energieanteils pro Raumwinkel in eine Beschreibung der Abgabe von Energieanteilen pro Zenitwinkel-Intervall (Abbildung 28 a \rightarrow b).
2. Transformation in eine auf 1 normierte kumulative Verteilungsfunktion (b \rightarrow c).
3. Iterative Umsetzung der Verteilungsfunktion in Lookup Table (c \rightarrow d).

E Ergänzungen zu Kapitel 7.2

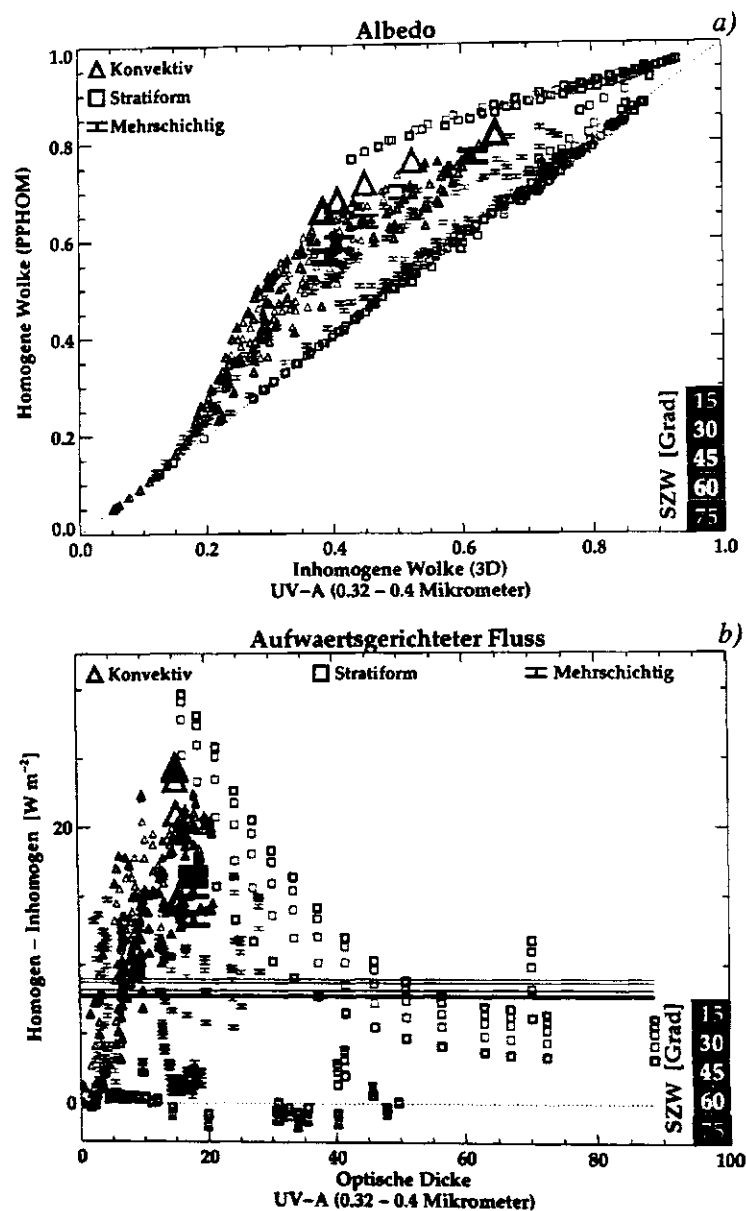


Abbildung 29: Albedo (a) und Differenz der aufwärtsgerichteten Strahlungsflüsse für horizontal homogene und dreidimensional inhomogene Wolken. Die farbigen Linien (b) markieren die gemittelten Differenzen bei den jeweiligen SZW. Die großen Symbole bezeichnen die Wolken, die speziell untersucht wurden (Seite 59ff).

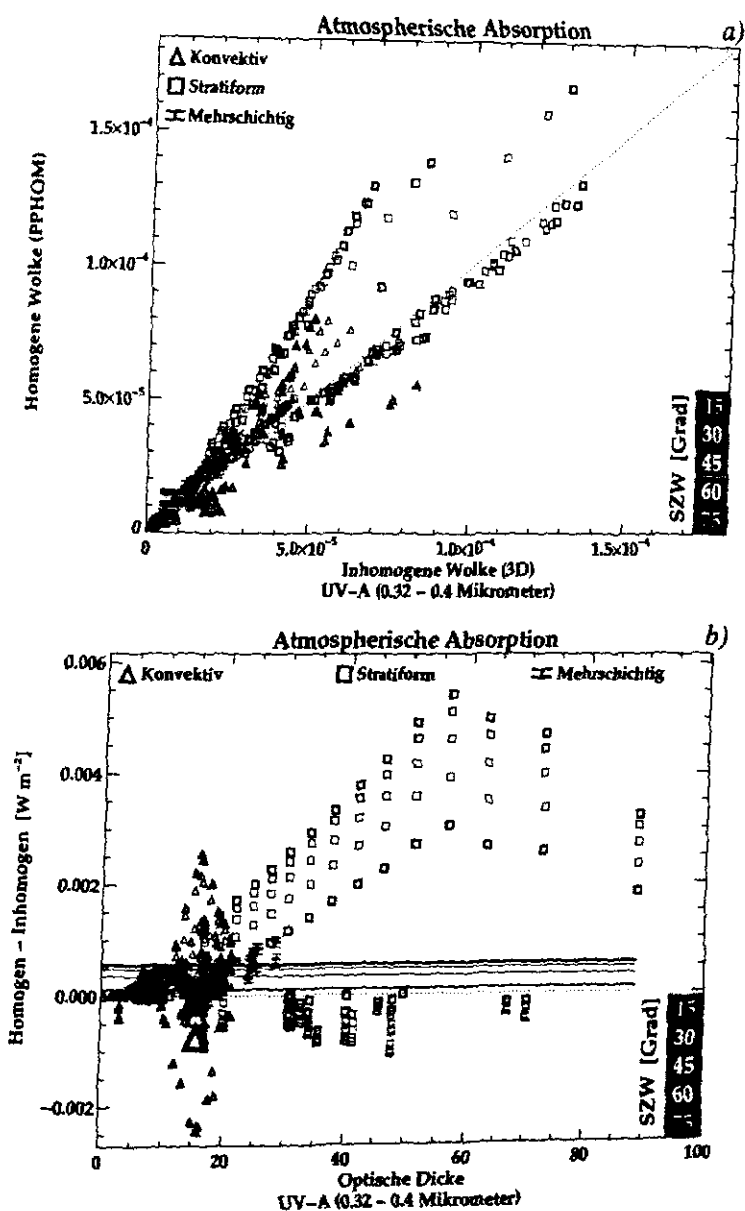


Abbildung 30: Wie Abbildung 29, jedoch für das Absorptionsvermögen (a) und den absorbierten Strahlungsfluss (b).

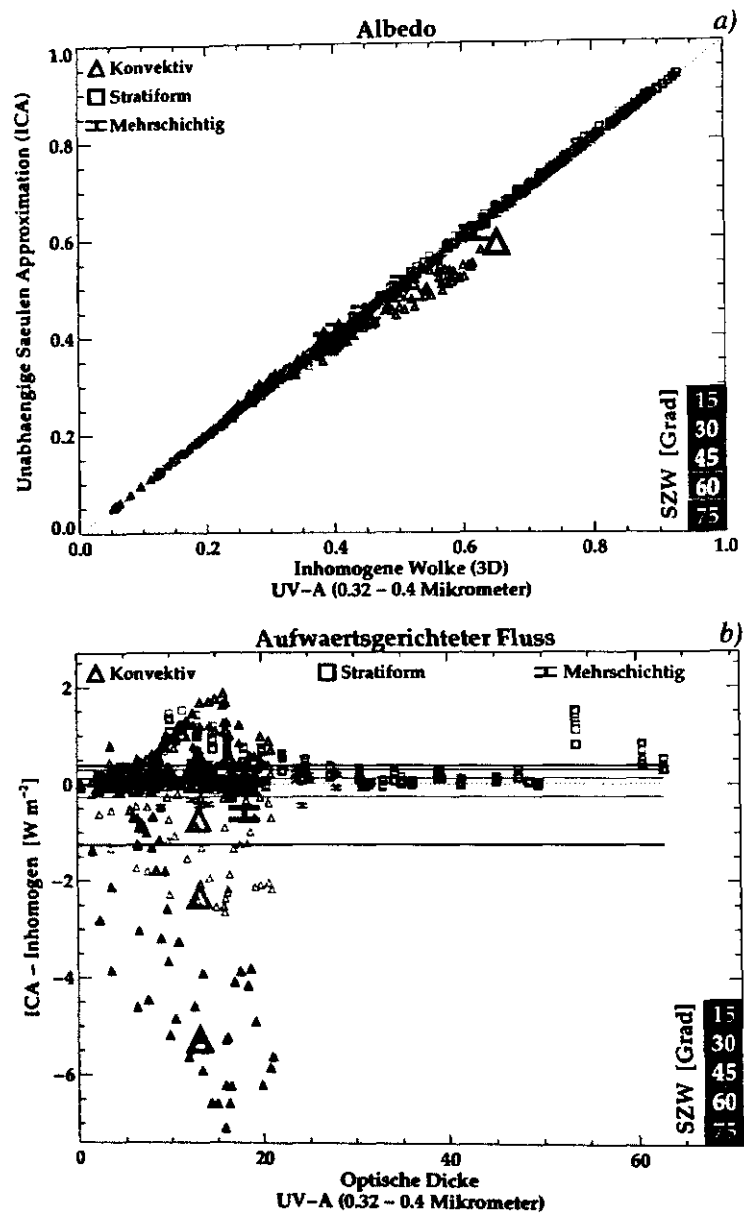


Abbildung 31: Wie Abbildung 29, nur für den Vergleich zwischen ICA und 3D.

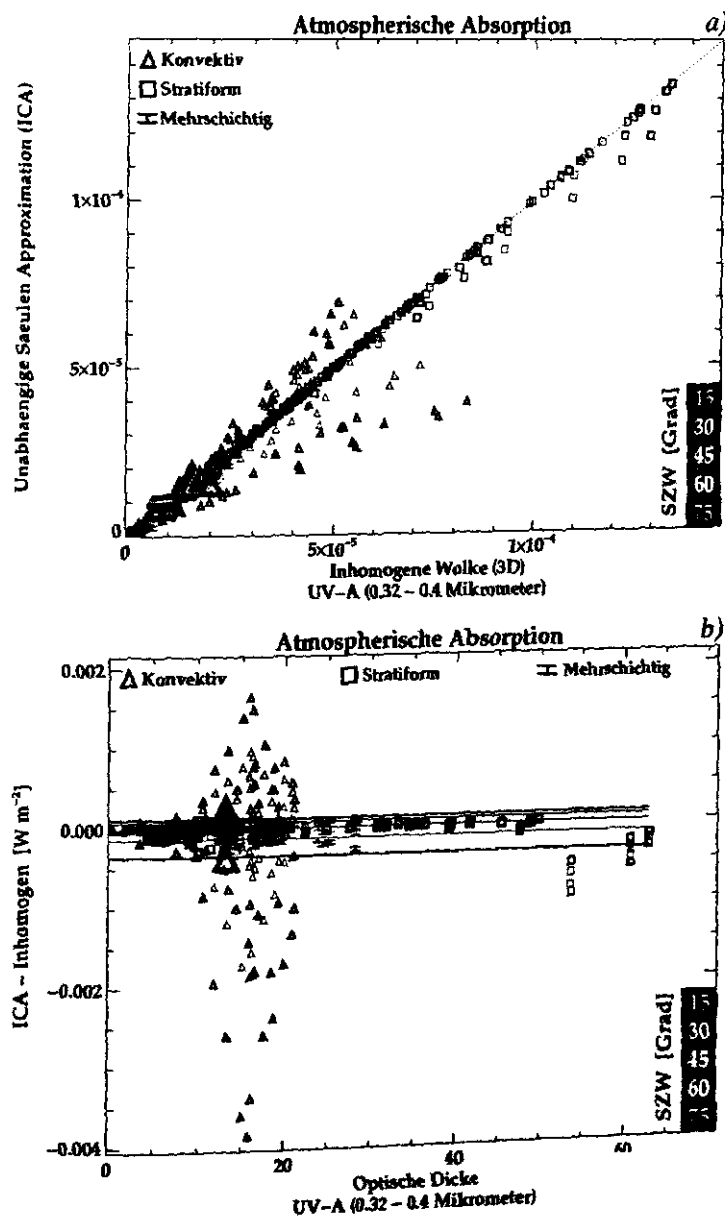


Abbildung 32: Wie Abbildung 30, jedoch für den Vergleich zwischen ICA und 3D.

F Ergänzungen zu Kapitel 7.3

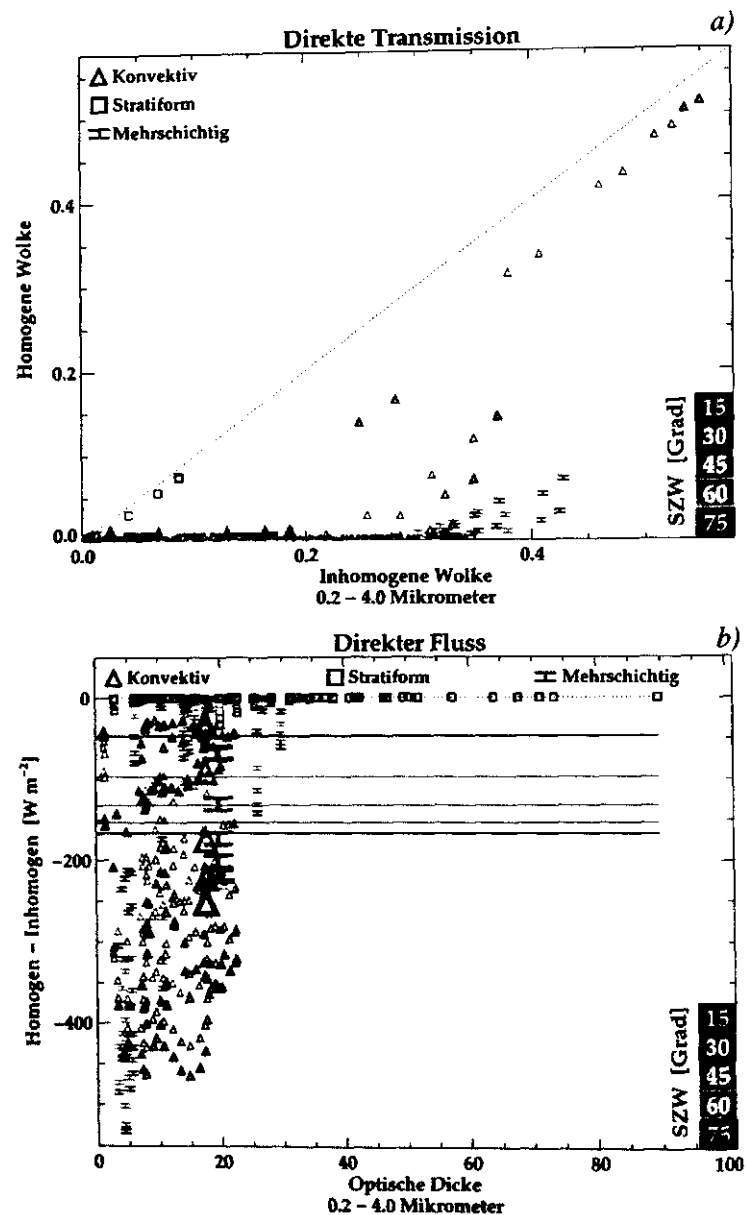


Abbildung 33: Direkte Transmission (a) und Differenz der direkten abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse für horizontal homogene und dreidimensional inhomogene Wolken. Die farbigen Linien (b) markieren die gemittelten Differenzen bei den jeweiligen SZW. Die großen Symbole bezeichnen die Wolken, die speziell untersucht wurden.

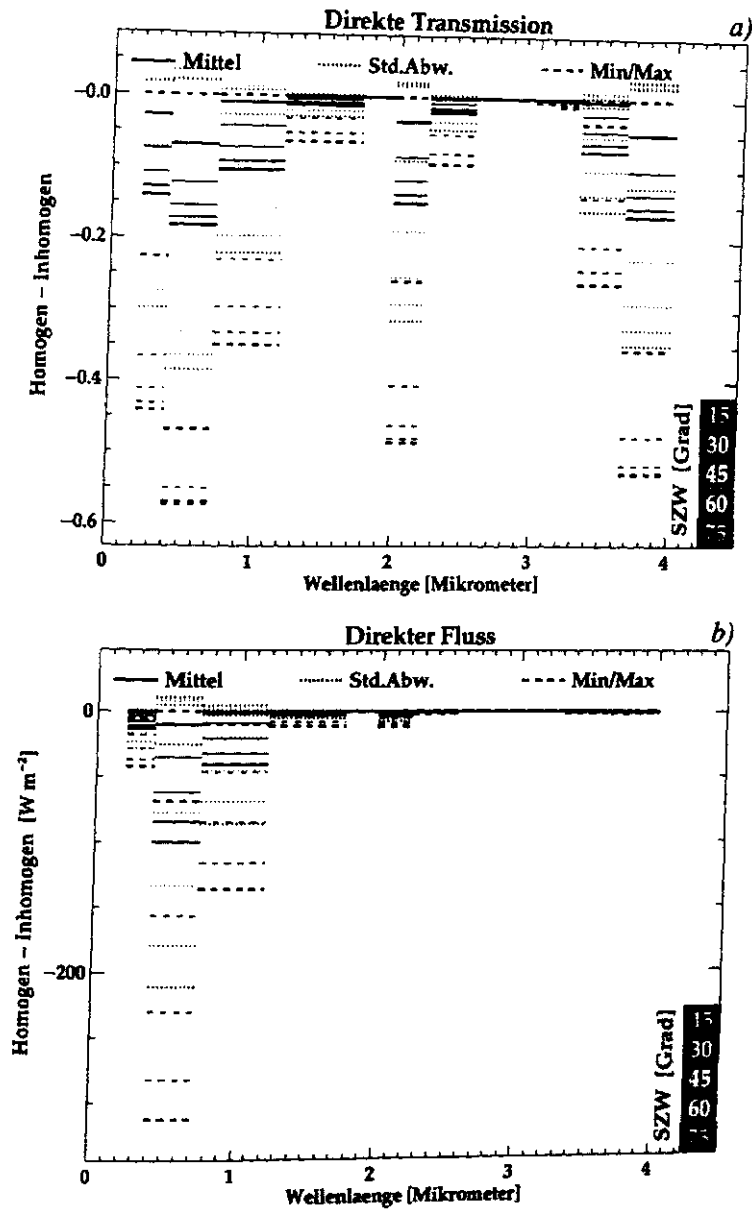


Abbildung 34: Spektral aufgelöste Strahlungsflussdifferenzen zwischen PPHOM und 3D. Dargestellt sind Differenzen der direkten Transmission (a) und des direkten abwärtsgerichteten Flusses (b).

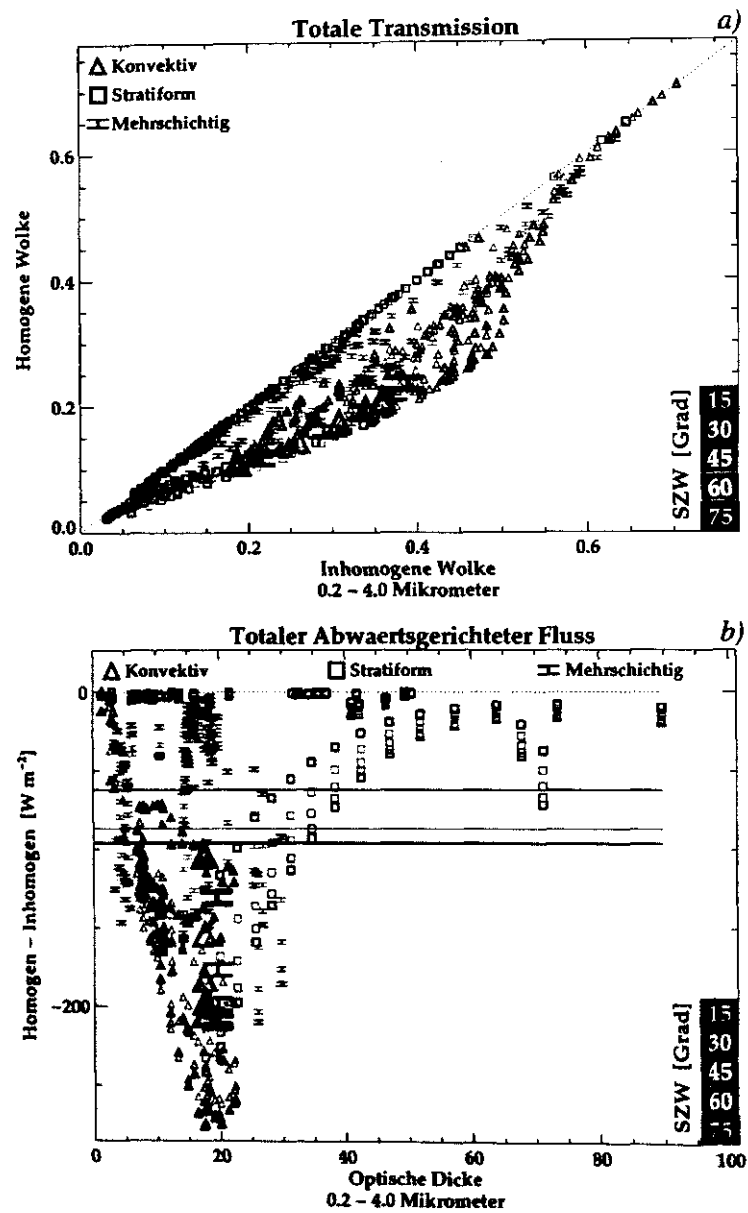


Abbildung 35: Wie Abbildung 33, jedoch für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).

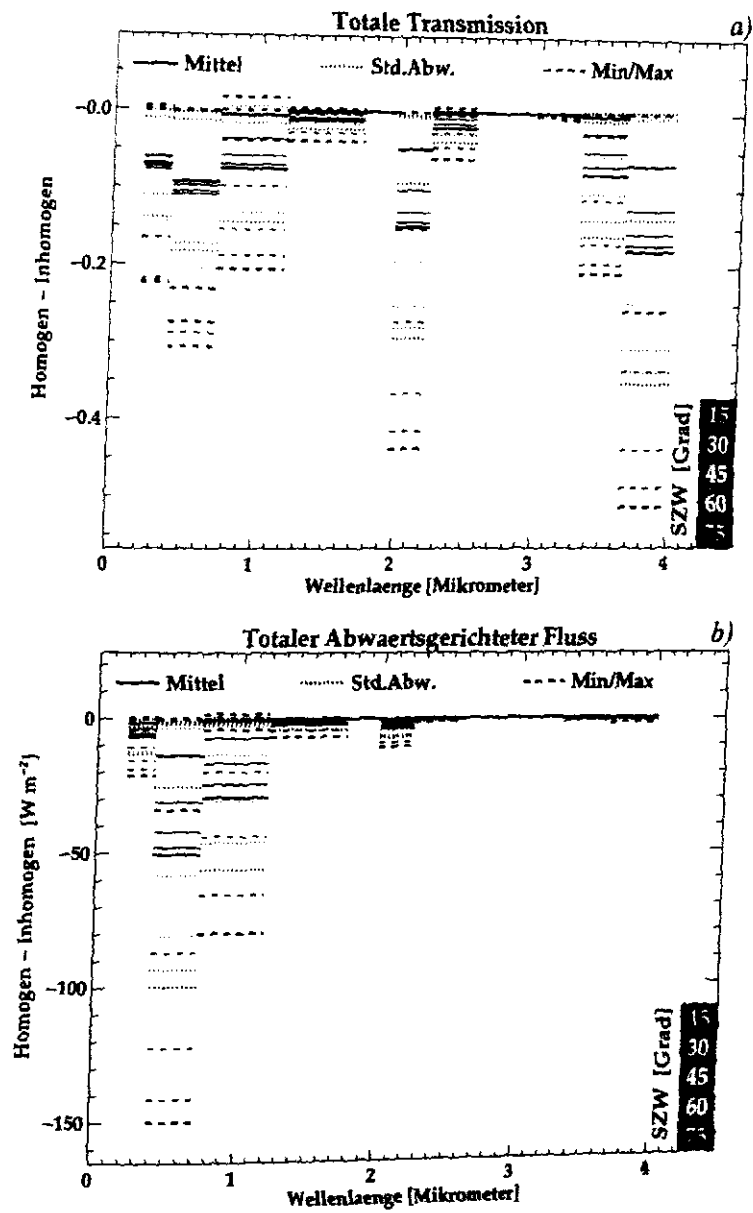


Abbildung 36: Wie Abbildung 34, nur für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).

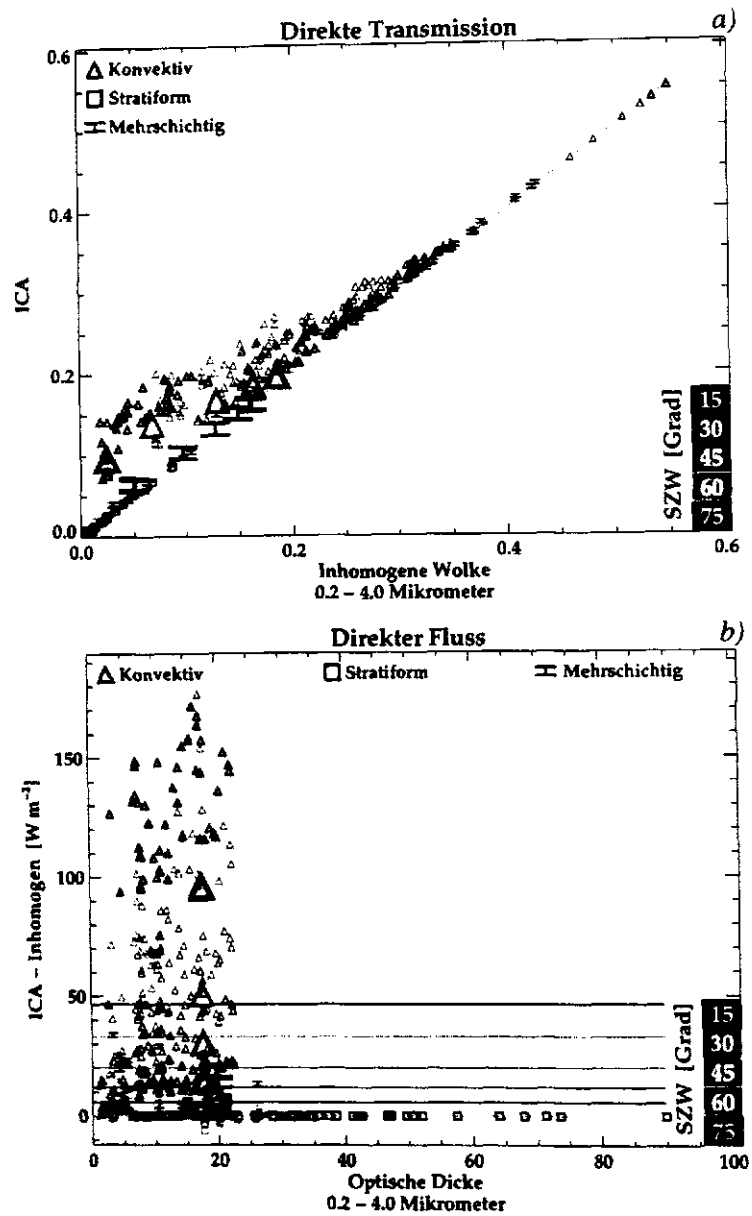


Abbildung 37: Wie Abbildung 33, jedoch für den Vergleich zwischen ICA und 3D.

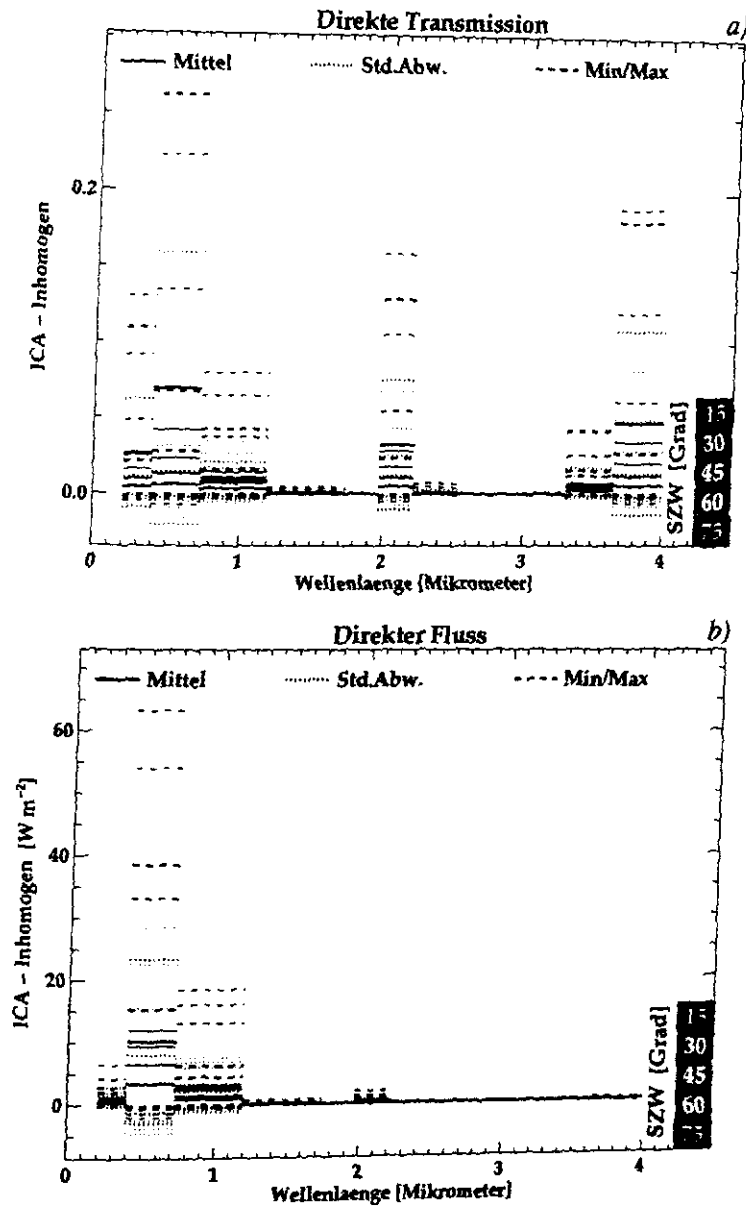


Abbildung 38: Wie Abbildung 34, nur für die direkte Transmission (a) und den direkten abwärtsgerichteten Fluss (b).

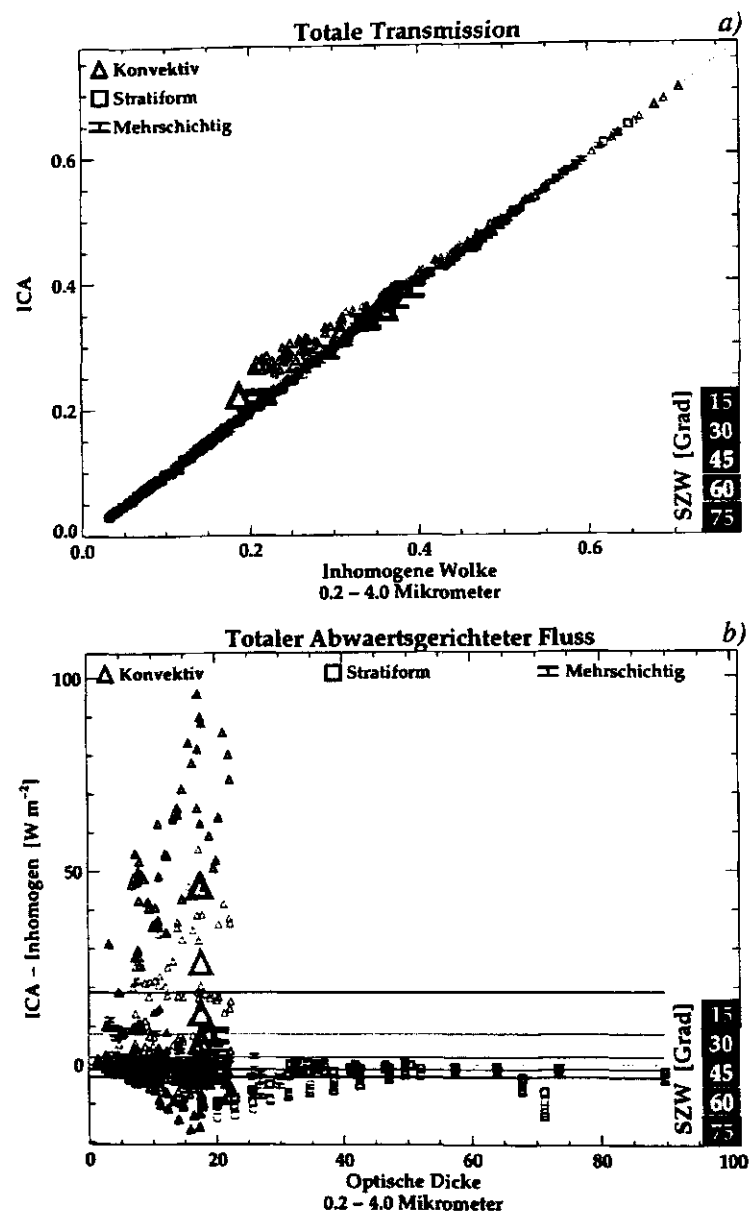


Abbildung 39: Wie Abbildung 37, jedoch für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).

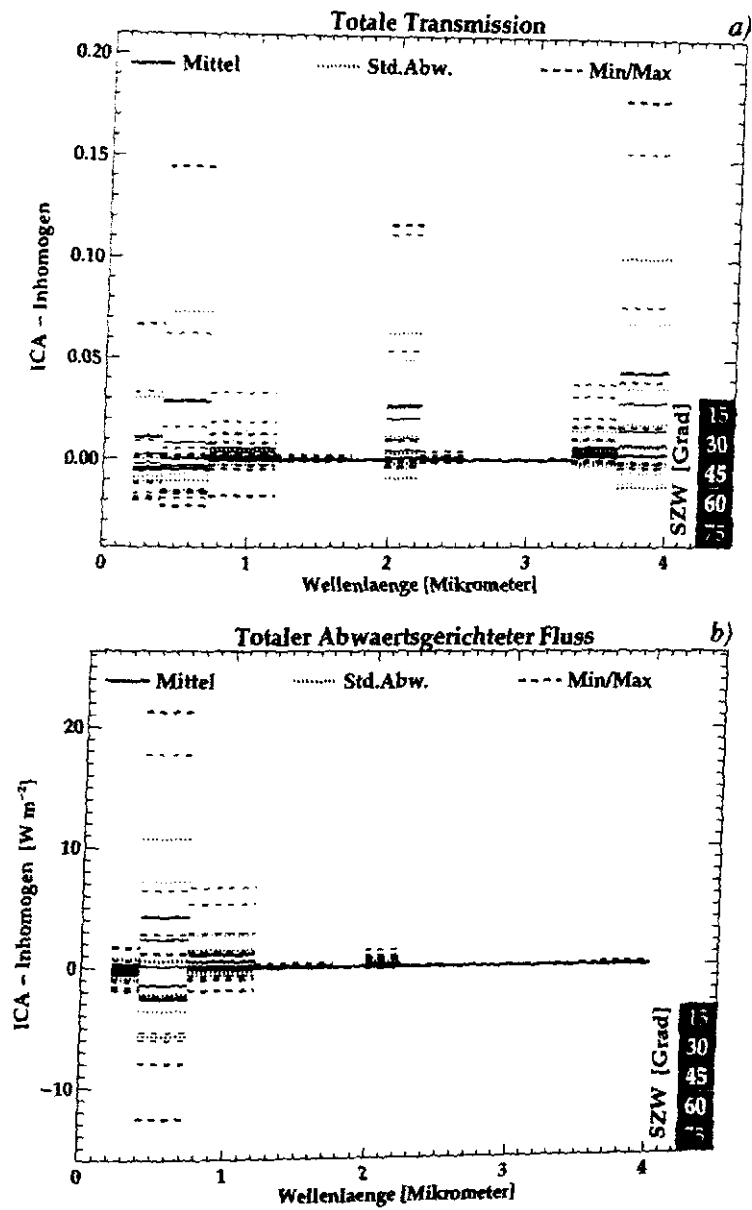


Abbildung 40: Wie Abbildung 38, nur für die totale Transmission (a) und den totalen abwärtsgerichteten Fluss (b).

Literatur

- Barker, H.W. and J.A. Davies, 1992, *Solar radiative fluxes for stochastic, scale-invariant broken cloud fields*, J. Atmos. Sci., **49**, 1115-1126
- Bucholtz, A., 1995, *Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere*, Appl. Opt., **34**, 2765-2773
- Cahalan, R.F., W. Ridgway, W.J. Wiscombe, T.L. Bell and J.B. Snider, 1994, *The albedo of fractal stratocumulus clouds*, J. Atmos. Sci., **51**(16), 2434-2455
- Cahalan, R.F., 1999, *I3RC Homepage*,
<http://climate.gsfc.nasa.gov/I3RC/index.html>
- Cess, R.D., M.H. Zhang, P. Minnis, L. Corsetti, E.G. Dutton, B.W. Forgan, D.G. Garber, W.L. Gates, J.J. Hack, E.F. Harrison, X. Jing, J.T. Kiehl, C.N. Long, J.-J. Morcrette, G.L. Potter, V. Ramanathan, B. Subasilar, C.H. Whitlock, D.F. Young and Y. Zhou, 1995, *Absorption of solar radiation by clouds: observation versus models*, Science, **267**, 496-499
- Chambers, L.H., B.A. Wielicki and K.F. Evans, 1997a, *Independent Pixel and Two-Dimensional Estimates of Landsat-Derived Cloud Field Albedo*, J. Atmos. Sci., **54**, 1525-1532
- Chambers, L.H., B.A. Wielicki and K.F. Evans, 1997b, *Accuracy of the independent pixel approximation for satellite estimates of oceanic boundary layer cloud optical depth*, J. Geophys. Res., **102**, 1779-1794
- Chandrasekhar, S., 1960, *Radiative Transfer*, Dover Publications, New York
- Charache, D.H., V.J. Abreu, W.R. Kuhn and W.R. Skinner, 1994, *Incorporation of multiple cloud layers for ultraviolet radiation modeling studies*, J. Geophys. Res., **99**, 23031-23039
- Chou, M.-D. and A. Arking, 1981, *An efficient method for computing the absorption of solar radiation by water vapor*, J. Atmos. Sci., **38**, 798-807
- Chou, M.-D. and L. Kouvaris, 1986, *Monochromatic calculations of atmospheric radiative transfer due to molecular line absorption*, J. Geophys. Res., **91**(D3), 4047-4055
- Davies, R., 1978, *The effect of finite geometry on the three-dimensional transfer of solar irradiance in clouds*, J. Atmos. Sci., **35**, 1259-1266

- Diffey, B.L., 1991, *Solar ultraviolet radiation effects on biological systems*, Phys. Med. Biol., **36**(3), 299-328
- Ellingson, R.G., J. Ellis and S. Fels, 1991, *The intercomparison of radiation codes used in climate models: Long wave results*, J. Geophys. Res., **96**, 8929-8953
- Eppel, D.P., H. Kapitza, M. Clausen, D. Jacob, W. Koch, W. Levkov, H.-T. Mengelkamp and N. Werrmann, 1998, *The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications*, Contr. Atmos. Phys., **68**, 15-41
- Evans, K.F., 1998, *The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer*, J. Atmos. Sci., **55**, 429-466
- Evans, W.F.J., C. Reinhart, and E. Puckrin, 1995, *A ground based measurement of the anomalous cloud absorption effect*, Geoph. Res. Lett., **22**(16), 2135-2138
- Fu, Q. and K.N. Liou, 1992, *On the correlated k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres*, J. Atmos. Sci., **49**, 2139-2156
- Fu, Q., M.C. Cribb, H.W. Barker, S.K. Krueger and A. Grossmann, 2000, *Cloud Geometry Effects on Atmospheric Solar Absorption*, J. Atmos. Sci., **57**, 1156-1168
- Goody, R.M. and Y.L. Yung, 1989, *Atmospheric radiation, theoretical basis*, second edition, Oxford university press, New York Oxford
- Gube, M., J. Schmetz and E. Raschke, 1980, *Solar radiative transfer in a cloud*, Contr. Atmos. Phys., **53**(1), 24-34
- Hagedorn, R., 1996, *Hydrologiebilanz im Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre (GESIMA) als Test der mikrophysikalischen Parametrisierung*, Master's thesis, 81 pp., Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
- Hansen, J.E. and L.D. Travis, 1974, *Light scattering in planetary atmospheres*, Space Sci. Rev., **16**, 527-610
- Harrison, E.F., P. Minnis, P.R. Barkstrom, V. Ramanathan, R.D. Cess and G.G. Gibson, 1990, *Seasonal variations of cloud radiative forcing derived from the Earth Radiation Budget Experiment*, J. Geophys. Res., **95**, 18687-18703
- Heney, L.G. and J.L. Greenstein, 1941, *Diffuse radiation in the galaxy*, Astrophys. J., **93**, 70-83

- Hollweg, H.-D., 1991, *Strahlungsübertragung in klaren Atmosphären im IR mit k-verteilungs- und Linie-für-Linie Modellen*, Dissertation im Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg, 113 pp.
- House, L.L. and L.W. Avery, 1969, *The Monte Carlo Technique Applied to Radiative Transfer*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **9**, 1579-1591
- Imre, D.G., E.H. Abramson and P.H. Daum, 1996, *Quantifying Cloud-Induced Shortwave Absorption: An Examination of Uncertainties and of Recent Arguments for Large Excess Absorption*, J. Appl. Meteor., **35**, 1991-2010
- IPCC WG I, 1996, *Climate Change 1995 - The Science of Climate Change: Contributions of Working Group I to the Second Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Edited by Houghton, J.T., L.G. Meira Filho, B.A. Callander, N. Harris, A. Kattenberg and K. Maskell, Cambridge University Press, 572 pp.
- Levkov, L., B. Rockel, H. Kapitzka and E. Raschke, 1992, *3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution*, Contrib. Atmos. Phys., **65**, 35-58
- Li, Z., H.W. Barker and L. Moreau, 1995, *The variable effect of clouds on atmospheric absorption of solar radiation*, Nature, **376**, 486-490
- Macke, A., J. Mueller and E. Raschke, 1996, *Single scattering properties of atmospheric ice crystals*, J. Atmos. Sci., **53**(19), 2813-2825
- Macke, A., J. Mueller, K. Nagel and R. Stuhlmann, 1997, *A cellular automaton model for cloud formation: Radiative Properties*, IRS'96: Current Problems in Atmospheric Radiation (eds. W.L. Smith and K. Stamnes), A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 234-237
- Macke, A. and M. Grossklaus, 1998, *Light scattering by nonspherical raindrops: implications for lidar remote sensing of rainrates*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **60**, 355-363
- Macke, A., 2000, *Monte Carlo Calculations of Light Scattering by Large Particles with Multiple Internal Inclusions*, Light Scattering by Nonspherical Particles (eds. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier and L.D. Travis), Academic Press, San Diego, 309-322
- Meerkötter, R. and M. Degünther, 1999, *Three dimensional cloud effects and satellite UV mapping*, DLR Report: Institut für Physik der Atmosphäre, **127**, 22 pp.

- Mitchell, D.L., 1988, *Evolution of snow size spectra in cyclonic storms. Part I: Snow growth by vapour deposition and aggregation*, J. Atmos. Sci., **45**, 3431-3451
- Mitchell, D.L., 1991, *Evolution of snow size spectra in cyclonic storms. Part II: Deviations from the exponential form*, J. Atmos. Sci., **48**, 1885-1899
- Mitchell, D.L., S.K. Chai, Y. Liu, A.J. Heymsfield and Y. Doug, 1996, *Modelling cirrus clouds. Part I: Treatment of bimodal size spectra and case study analysis*, J. Atmos. Sci., **53**, 2952-2966
- O'Hirok, W. and C. Gautier, 1998a, *A Three-Dimensional Radiative Transfer Model to Investigate the Solar Radiation within a Cloudy Atmosphere. Part I: Spatial Effects*, J. Atmos. Sci., **55**, 2162-2179
- O'Hirok, W. and C. Gautier, 1998b, *A Three-Dimensional Radiative Transfer Model to Investigate the Solar Radiation within a Cloudy Atmosphere. Part II: Spectral Effects*, J. Atmos. Sci., **55**, 3065-3076
- Pilewskie, P. and F.P.J. Valero, 1995, *Direct Observations of Excess Solar Absorption by Clouds*, Science, **267**, 1626-1629
- Plass, G.N., G.W. Kattawar and F.E. Catchings, 1973, *Matrix operator theory of radiation transfer. I: Rayleigh scattering*, Appl. Opt., **12**, 314-329
- Ramaswamy, V. and S.M. Freidenreich, 1992, *A Study of Broadband Parameterizations of the Solar Radiative Interactions With Water Vapor and Water Drops*, J. Geophys. Res., **97**, 11487-11512
- Lord Rayleigh, 1899, *On the Transmission of Light through an Atmosphere containing Small Particles in Suspension*, Phil. Mag., **47**, 357-384
- Rothman, L.S., R.R. Gamache, A. Goldman, L.R. Brown, R.A. Toth, H.M. Picket, R.L. Poynter, J.-M. Flaud, C. Camet-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C.P. Rinsland and M.A.H. Smith, 1987, *The HITRAN Database: 1986 Edition*, Appl. Opt., **26**, 4058-4097
- Rothman, L.S., 1996, *HAWKS, HITRAN atmospheric workstation*, PL/GPOS, Hanscom AFB
<http://cfa-www.harvard.edu/HITRAN/>
- Scheirer, R., 2000, *GRIMALDI User Manual*, Version 0.9, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 60 S.
<http://www.ifm.uni-kiel.de/me/research/Projekte/RemSens/SourceCodes/source.html>

- Scheirer, R. and A. Macke, 2000. *Influence of the Gaseous Atmosphere on Solar Fluxes of Inhomogeneous Clouds*, Phys. Chem. Earth. (B), **25**(2), 73-76
- Scheirer, R. and A. Macke, 2001. *On the Accuracy of the Independent Column Approximation in calculating the downward Fluxes in the UV-A, UV-B and PAR spectral Ranges*, J. Geophys. Res., Zur Veröffentlichung akzeptiert
- Stamnes, K. and R. Swanson, 1981, *A New Look at the Discrete Ordinate Method for Radiative Transfer Calculations in Anisotropically Scattering Atmospheres*, J. Atmos. Sci., **38**, 387-399
- Stephens, G.L., S.-C. Tsay, P.W. Stackhouse, Jr. and P.J. Flatau, 1990, *The Relevance of the Microphysical and Radiative Properties of Cirrus Clouds to Climate and Climatic Feedback*, J. Atmos. Sci., **47**, 1742-1753
- Thekaekara, M.P., 1974, *Extraterrestrial solar spectrum, 3000–6100 Å at 1-Å intervals*, Appl. Opt., **13**, 518-522
- Thomas, G. and K. Stamnes, 1999, *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*, Cambridge University Press, New York
- Wiscombe, W.J., 1995, *An absorbing mystery*, Nature, **376**, 466-467
- Zdunkowski, W. G., and G. Korb, 1974, *An approximative method for the determination of short-wave radiative fluxes in scattering and absorbing media*, Contrib. Atmos. Phys., **47**, 129-144

Contents

List of Figures (German)	v
List of Tables (German)	ix
Abstract (German)	1
Abstract (English)	3
1 Introduction	5
2 Three-dimensional Radiative Transfer	7
2.1 The Problem	7
2.2 Numerical Solutions	9
2.2.1 Doubling or Adding Method	9
2.2.2 Successive Order of Scattering Method	10
2.2.3 Spherical Harmonics / Discrete Ordinate Method	11
2.2.4 Monte Carlo Method	12
2.3 Choice of the proper Method	12
3 Optical Properties of atmospheric Gases	15
3.1 Introduction	15
3.2 Calculation of Absorption and Extinction	15
3.2.1 Narrow Band and monochromatic Absorption	19
3.2.2 Broad Band Absorption	21
3.3 Calculation of the Phase-function	22
4 Optical Properties of Clouds	25
4.1 Introduction	25
4.2 Calculation of Extinction and effective Radius	25

4.2 Calculation of Absorption and Phase-function	27
5 The Cloud-model GESIMA	29
5.1 Introduction	29
5.2 GESIMA-Clouds	29
5.2.1 Stratiform clouds	30
5.2.2 Convective clouds	32
5.2.3 Multi-Layered clouds	32
6 The Monte Carlo model	33
6.1 Introduction	33
6.2 The used scheme	34
7 Applications	39
7.1 Influence of the water vapor distribution	39
7.1.1 Introduction	39
7.1.2 Clouds	41
7.1.3 Gaseous Atmosphere	41
7.1.4 Monte Carlo radiative transfer	42
7.1.5 Results	44
7.1.6 Conclusion	46
7.2 Accuracy of the „Independent Column Approximation“ in UV and PAR	47
7.2.1 Introduction	47
7.2.2 Clouds	47
7.2.3 Gaseous Atmosphere	47
7.2.4 Monte Carlo radiative transfer	48
7.2.5 Results	49
7.2.6 Conclusion	63
7.3 Accuracy of the „Independent Column Approximation“ - broadband	66

<i>CONTENTS</i>	113
7.3.1 Introduction	66
7.3.2 Clouds	66
7.3.3 Gaseous Atmosphere	66
7.3.4 Monte Carlo radiative transfer	67
7.3.5 Results	68
7.3.6 Conclusion	78
8 Concluding remarks	81
Appendix	83
A Symbols	83
B Abbreviations	86
C Struktogram	87
D Calculation of Lookup Tables	90
E Additions to chapter 7.2	92
E Additions to chapter 7.3	96
References	105
Contents	111
List of Figures	115
List of Tables	119
Index	121
Acknowledgment	123

List of Figures

1	<i>Meaning of some geometric values.....</i>	7
2	<i>Layer-Adding (DA-Method).....</i>	9
3	<i>Intensities of water vapor absorption-lines calculated from the HITRAN Database, described by Rothman et al. (1987) and Rothman (1996).....</i>	17
4	<i>Phase-functions of cloud-droplets, rain, ice, and snow for different effective radii as given by Macke et al. (1996), and Macke and Grossklau (1998)...</i>	26
5	<i>Example of a multi-layered GESIMA cloud. Dark boxes denote large extinction coefficients.....</i>	29
6	<i>Time series of a GESIMA cloud 20 to 90 minutes after initialization.....</i>	31
7	<i>Definition of the point of interaction using the available optical thickness. .</i>	35
8	<i>Horizontal water vapor distribution within a GESIMA generated 3D convective cloud. Cross section in a hight of about 1.4 km.....</i>	39
9	<i>Influence of inhomogeneous atmosphere on total albedo. The Δ denotes convective clouds, and the \square indicate stratified clouds. The solid line marks the mean value.....</i>	43
10	<i>Effect of inhomogeneous atmosphere on total absorption. The Δ denotes convective clouds, and the \square indicate stratified clouds. The solid line marks the mean value.....</i>	44
11	<i>Broadband (0.2 μm - 4.0 μm) transmission referring to absorption by water vapor in a constant level thickness of 200 m as a function of absorber amount and hight (profile of mid-latitude summer as given by Ellingson et al. (1991)).....</i>	45
12	<i>Dependency of transmission on optical thickness.....</i>	49
13	<i>(a) Scatterplot of direct transmissions and (b) direct downward flux differences versus domain-averaged optical thickness for horizontal homogeneous clouds and 3D clouds in the UVA. The colored lines mark the mean differences for the corresponding SZW. Large symbols denote clouds used in a detailed examination (page 59ff).</i>	51
14	<i>Same as figure 13, but for total transmission and total downward flux.....</i>	52
15	<i>Same as figure 13, but for the comparison between ICA and 3D clouds.....</i>	53
16	<i>Same as figure 15, but for total transmission and total downward flux.....</i>	54

17	<i>(a) Shape and (b) optical thickness of the cloud, used for the detailed examination of the influence of spatial resolution and solar zenith angle on the accuracy of the ICA.....</i>	57
18	<i>Error of the ICA in percent of "truth" (3D Monte Carlo run with a resolution of $1 \times 1 \text{ km}^2$) for (a) direct transmission, (b) diffuse transmission, (c) total transmission, and (d) absorption as a function of resolution and SZA.....</i>	58
19	<i>Horizontal distribution of optical thickness of the cloud, used for the detailed investigation of the changes in horizontal transport (the shape of this cloud is shown in figure 5 on page 29).....</i>	61
20	<i>Horizontal transports for different SZA: (a) 15°, (b) 30°, (c) 60°, and (d) 75°. Negative values denote transports into the box.....</i>	62
21	<i>Differences in the direct to diffuse transmission ration between ICA and 3D.</i>	64
22	<i>Flux differences between PPHOM and 3D versus domain-averaged optical thickness for horizontal homogeneous clouds and 3D clouds. Shown are differences in the upward fluxes (a) and in atmospheric absorption (b).</i>	69
23	<i>Spectral flux differences between PPHOM and 3D. Shown are differences in the upward fluxes (a), in the albedo (b), in the absorbed flux (c), and in the absorbency (d).....</i>	70
24	<i>Same as figure 22, but for the comparison between ICA and 3D clouds.....</i>	71
25	<i>Same as figure 23, but for the comparison between ICA and 3D clouds.....</i>	72
26	<i>Error of the ICA in percent of "truth" (3D Monte Carlo run with a resolution of $1 \times 1 \text{ km}^2$) for (a) albedo, and (b) absorption as a function of resolution and SZA for the spectral range from $0.3927 \mu\text{m}$ - $0.72 \mu\text{m}$.....</i>	75
27	<i>Horizontal transports for different SZA: (a) 15°, (b) 30°, (c) 60°, and (d) 75° in the spectral range from $0.3927 \mu\text{m}$ - $0.72 \mu\text{m}$. Negative values denote transports into the box.</i>	76
28	<i>The way from a phase-function to a lookup table. a: Scattering phase-function, b: Distribution-function, c: Normalized cumulative distribution-function, and d: Lookup table.....</i>	90
29	<i>(a) Scatterplot of albedo and (b) upward flux differences versus domain-averaged optical thickness for horizontal homogeneous clouds and 3D clouds in the UVA. The colored lines mark the mean differences for the corresponding SZW. Large symbols denote clouds used in a detailed examination (page 59ff).....</i>	92

30	<i>Same as figure 29, but for the absorptency (a) and absorbed fluxes (b).</i>	93
31	<i>Same as figure 29, but for the comparison between ICA and 3D clouds.</i>	94
32	<i>Same as figure 30, but for the comparison between ICA and 3D clouds.</i>	95
33	<i>(a) Scatterplot of direct transmission and (b) direct downward flux differences versus domain-averaged optical thickness for horizontal homogeneous clouds and 3D clouds in the UVA. The colored lines mark the mean differences for the corresponding SZW. Large symbols denote clouds used in a detailed examination (page 59ff).</i>	96
34	<i>Spectral flux differences between PPHOM and 3D. Shown are differences in the direct transmission (a), and in the direct downward flux (b).</i>	97
35	<i>Same as figure 33, but for the total transmission (a) and total downward flux (b).</i>	98
36	<i>Same as figure 34, but for the total transmission (a) and total downward flux (b).</i>	99
37	<i>Same as figure 33, but for the comparison between ICA and 3D clouds.</i>	100
38	<i>Same as figure 34, but for the direct transmission (a) and direct downward flux (b).</i>	101
39	<i>Same as figure 37, but for the total transmission (a) and total downward flux (b).</i>	102
40	<i>Same as figure 38, but for the total transmission (a) and total downward flux (b).</i>	103

List of Tables

1	<i>Constants to calculate Rayleigh scattering cross section (Bucholtz, 1995)....</i>	17
2	<i>Wavelength ranges, center wavelength, weighting factors, and solar fluxes for each solar spectral band, calculated from the dataset given by Stephens et al. (1990).....</i>	42
3	<i>Wavelength ranges, center wavelength, and solar fluxes for solar spectral bands, calculated from the dataset given by Thekaekara (1974).....</i>	48
4	<i>Survey of errors in the UV-B and UV-A.....</i>	56
5	<i>Survey of errors in the PAR.....</i>	56
6	<i>Wavelength ranges, solar fluxes, and weighting factors for the 13 solar spectral bands, calculated from the dataset given by Thekaekara (1974).....</i>	67

Index

A

Abkürzungen	86
Abschattungseffekt	60, 65, 68, 78
Absorption	15, 25, 41
Aerosole	81, 82
Albedo-Bias	39
Anomale Absorption	40–41, 46, 66, 70, 78, 81, 82
Aspect Ratio	<i>siehe</i> Wolkenachsen-Verhältnis
Auswaschen	30

B

Beispielwolke	29
---------------------	----

C

CO ₂ Konzentration	40
Cut-Off der Absorptionslinien	20

D

Depolarisationsfaktor	23
Doppler Halbwertsbreite	19

E

Effektiver Radius	25, 27
Einfachstreualbedo	8, 13, 15, 35, 37, 41, 47, 66
Einfachstreuapproximation	9
Elementarschicht	9
Extinktion	15, 25

G

GESIMA	29–33, 47, 82
GRIMALDI	33, 90

H

Henyey-Greenstein-Streufunktion	13
---------------------------------------	----

I

I3RC	33
ICA	47
Initialschicht	9, 11

K

k-Verteilung	22
Kondensationskerne	30
Konvergenzgeschwindigkeit	10
Kugelflächenfunktionen	11

L

Laufzeit	33
Legendre-Koeffizienten	13
Linie für Linie	15–22
Lookup Table	36
Erstellung	90–91
Lorentz Halbwertsbreite	19
Lorentzprofil	18

M

Modellgebiet	36
Monte Carlo	12, 33–39

N

Nichtsphärische Teilchen	27
--------------------------------	----

O

Optische Dicke	21, 34
Optische Strecke	34

P

Phasenfunktion	25, 36
Photonenweglänge	46

R

Radiative Forcing	40
Radiosondenprofil	30, 32
Ray-Tracing	13, 27

Rayleigh Streufunktion 22-25
 Regenrate 25

S

SHDOM 11
 Solarer Zenitwinkel 42, 48, 68
 Streufunktion 15
 Streuung 16
 Struktogramm 87-89
 Symbole 83-85

T

Test-Energieträger 12
 Transmission 21

U

Untergrundalbedo 43
 UV-Bereich 13, 47-65

V

Verfügbare Optische Dicke 34
 Voigtprofil 19

W

Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion .. 12,
 23, 36
 Wasserdampf-Verteilung 39
 Wasserdampfexzess 30
 Wirkungsquerschnitt 15, 41
 Wolken-Zeitserie 31
 Wolkenachsen-Verhältnis 32, 42, 48
 Wolkeneigenschaften 25-29
 Wolkenhydrometeore 15, 29, 46

Z

Zenitaler Streuwinkel 23, 36, 90

Danksagung

Diese Arbeit wurde gefördert durch das GKSS Hochschulprogramm Nr. 5.T4.00G01-HS-1

Für die Betreuung dieser Arbeit bedanke ich mich herzlich bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Eberhard Ruprecht. Bei Herrn Prof. Dr. Peter Lemke bedanke ich mich für das spontane Einspringen als Korreferent. Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. Andreas Macke für die fruchtbare und angenehme Zusammenarbeit, die vielen nützlichen Tipps und für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Danken möchte ich auch Dr. Renate Hagedorn und Dr. Lüder von Bremen für die Hilfestellung bei Umgang und Einschätzung der GESIMA-Wolken.

Ein dickes Dankeschön auch an Hauke Berndt für die zuverlässige und geduldige Rechnerbetreuung, sowie an Kai Grunau für die Hilfe in allen UNIX-Fragen.

Ganz unten aber nicht zuletzt möchte ich mich speziell für die Geduld, Unterstützung sowie Fürsorge bei meiner lieben Frau Gaby bedanken.